

THESE

présentée

devant l'Université Claude Bernard Lyon-I

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT

(arrêté du 30.03.1992)

Nadège BUFORN

Force de Coriolis et déformation nucléaire : résultats
dans les isotopes de cadmium et de plomb
avec le multidétecteur γ EUROBALL

Soutenue le 4 Janvier
devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	J. L.	DURELL	
	Mme	M.	MEYER	Président
	Mme	M. G.	PORQUET	Rapporteur
	M.	P.	QUENTIN	Rapporteur
	Mlle	N.	REDON	
	M.	J. P.	VIVIEN	

Table des matières

Remerciements	7
Introduction	15
I La force de Coriolis : de la tache rouge de Jupiter aux noyaux en rotation rapide	19
I.1 Définition classique de la force de Coriolis et exemples	19
I.2 Du macroscopique au microscopique : évidence de l'effet de Coriolis dans les noyaux atomiques	23
I.3 Modèle Rotor-Plus-Particule(s)	27
I.3.1 Modèle de couplage fort	32
I.3.2 Le couplage faible	34
I.3.3 Limite de découplage	35
I.3.4 Extension au modèle Rotor-Plus-Deux-Particules	36
I.3.5 Probabilités de transition et moments multipolaires	37
a) Transitions M1	38
b) Transitions E2	39
I.4 Modèle dynamique à haut spin : "Cranking"	40
I.4.1 Formalisme	40
I.4.2 Approximation adiabatique	44
I.5 Conclusion	47
II Multidétecteurs γ et techniques d'analyse	49
II.1 Introduction	49
II.2 Les multidétecteurs	51
II.2.1 Rappels sur le principe de détection γ	51
II.2.2 Caractéristiques des cristaux de germanium	51
a) Efficacité de détection	52
b) Résolution en énergie	52

c) Détecteur Ge avec anti-Compton	53
II.2.3 Caractéristiques d'un multidétecteur	54
II.2.4 Evolution des dispositifs expérimentaux	56
a) EUROGAM II	56
b) EUROBALL III	57
c) EUROBALL IV	59
d) Et après ?	60
II.2.5 Chaîne électronique et système d'acquisition	61
II.3 Techniques d'analyse en coïncidence	64
II.3.1 Pré-traitement des données collectées	64
II.3.2 Reconstruction des énergies pour les détecteurs composites	65
a) Les "clovers"	65
b) Les "clusters"	66
II.3.3 Gain en efficacité	66
II.3.4 Traitement de la boule interne	67
II.3.5 Spectres conditionnés	68
a) Traitement interactif	69
b) Traitement non interactif	69
II.3.6 Soustraction de fond	70
II.4 Détermination de spins : formalisme des corrélations angulaires	72
II.4.1 Rappels théoriques	72
a) Distributions angulaires	72
b) Fonction de corrélation	73
II.4.2 Application des corrélations angulaires pour EUROBALL IV	75
II.4.3 Cas de la fission	77
II.5 Conclusion	80
III Mise en évidence de bandes rotationnelles dans les isotopes $^{113-116}\text{Cd}$	81
III.1 Fission et EUROGAM II	82
III.1.1 Généralités sur la fission	82
III.1.2 Réaction de fission induite par ions lourds	85
III.1.3 Conditions expérimentales	86
III.1.4 Statistiques et prédictions	86
III.1.5 Noyaux peuplés	87
III.1.6 Spectroscopie des fragments de fission	89
III.2 Isotopes de cadmium : état des connaissances avant notre étude	92
III.3 Résultats expérimentaux sur les noyaux $^{113-116}\text{Cd}$	95
III.3.1 Isotopes pairs-pairs $^{114,116}\text{Cd}$	95

III.3.2	Schémas de niveaux pour les noyaux impairs $^{113,115}\text{Cd}$	96
III.4	Interprétation des résultats obtenus sur les isotopes $^{113-116}\text{Cd}$	101
III.4.1	Systématique des énergies	101
III.4.2	Alignements	103
III.5	Approche microscopique auto-cohérente	105
III.5.1	Rappels sur les calculs de champ moyen	106
a)	Méthode Hartree-Fock	106
b)	Méthode Hartree-Fock-plus-BCS	108
c)	Projection exacte sur le bon nombre de nucléons	114
d)	Méthode Hartree-Fock-Bogoliubov pour les noyaux im-	
	pairs	115
III.5.2	Résultats sur les isotopes paires-paires de cadmium	115
III.5.3	Spectres d'énergies individuelles	119
III.5.4	Interprétation des spins expérimentaux des têtes de bandes	120
III.5.5	Courbes d'énergies potentielles pour des excitations à 2 qp	121
III.5.6	Résultats projetés dans les isotopes paires-paires	122
III.5.7	Extraction de la déformation dans les noyaux impairs de cadmium	122
III.6	Conclusion	126

IV Mesure des propriétés magnétiques au minimum SD dans l'isotope ^{197}Pb 129

IV.1	Rappels sur la superdéformation	132
IV.1.1	Population des noyaux SD	132
IV.1.2	Caractéristiques d'une bande SD	132
IV.2	Expérience " ^{197}Pb "	135
IV.2.1	Réaction de fusion-évaporation	135
IV.2.2	Boule interne	135
IV.2.3	Calibration et efficacité	139
IV.2.4	Statistique de l'expérience	140
IV.3	Résultats expérimentaux	141
IV.3.1	Nouvelles transitions SD	141
IV.3.2	Profil d'intensités	143
IV.3.3	Détermination des spins des bandes SD	144
a)	Méthode de Wu	144
b)	DCO	146
IV.3.4	Mise en évidence des transitions inter-bandes "cross-talks"	150
IV.4	Interprétation	152
IV.4.1	Moments d'inertie expérimentaux	152

IV.4.2 Routhians	154
a) Routhians expérimentaux	154
b) Routhians théoriques	156
IV.4.3 Extraction expérimentale des propriétés magnétiques	160
a) Introduction	160
b) Rappels : probabilités de transitions et rapport d'em- branchement	160
c) Mesure directe par les intensités M1/E2	161
d) Mesure indirecte par les intensités E2/E2'	163
IV.4.4 Détermination du facteur de "quenching" g_s^{eff}/g_s^{free}	166
a) Comparaison avec des calculs HF+BCS	166
b) Calcul du facteur g_K pour l'orbitale $\nu[752]5/2$	167
c) Facteur de "quenching"	168
IV.5 Conclusion	170
Conclusion	173
A Paramétrisation de formes	177
B Configurations des bandes partenaires de signature en situation de cou- plage fort	179
Bibliographie	183

Remerciements

Les chercheurs du groupe snil, constituant l'archétype d'une équipe, m'ont accueillie pour effectuer cette thèse... Dans ce "puits de potentiel", le travail collectif prend toute son ampleur. A l'issue de cette thèse, le temps est venu maintenant d'émettre mes remerciements... symboles des liens qui se sont créés.

Au delà de toutes les connaissances scientifiques acquises, une thèse c'est aussi partager le quotidien d'une équipe, alliant apprentissage de la vie active et parfois aussi de la vie... Je crois que l'on n'oublie jamais ni son premier "chef" ni ses premiers collègues de travail...

Je commencerai donc par un grand merci à Michèle. Mes remerciements à son égard pourraient presque remplir un volume de Ring et Schuck... J'espère emporter un peu de ta vivacité d'esprit, de ta rapidité de travail... Chacune de nos discussions, parfois houleuse (!), m'aura été bénéfique, l'accomplissement de cette thèse doit beaucoup à ton soutien... Tes compétences scientifiques, la passion et l'envie d'aller toujours jusqu'au bout des choses auront rythmé ces années de thèse, les rendant aussi agréables qu'enrichissantes... Quelques mots enfin sur ces fins de journées passées à échanger des moments plus "personnels", qui auront marqué fortement ces années passées ici, je ne saurais dire, sans trop me dévoiler, tout ce que cela m'a apporté, sincères remerciements pour cela également...

Merci à Nadine, tout d'abord pour m'avoir accueillie dans son bureau, dans lequel qui plus est, elle a dû supporter ma campagne anti-fumeur!! merci pour ton soutien et ton aide au quotidien, pour tout le temps que tu m'as accordé et la relecture minutieuse de ce manuscrit... Pour la persévérance avec laquelle tu as conduit cette première thèse, et tout le stress que cela a engendré, je tiens à te remercier très sincèrement.

Je tiens également à remercier Alain. Pour l'aide inestimable qu'il m'a apportée, en informatique, en latex, pour analyser, interpréter... Les faibles nombres de coups que nous avons dû chercher (!) l'ont été en étroite collaboration, merci pour tous les conseils que tu m'as apportés, tant pour le travail réalisé que pour la rédaction de ce manuscrit... La bonne humeur qui règne dans le groupe doit aussi aux "à côtés", un clin d'œil pour tous les bons moments partagés en manip, allant de la cafet de Caen aux meilleurs resto de spaëzle...

Mes premiers pas au sein de ce groupe ont été guidés par Stéphane, que je tiens ici à remercier chaleureusement, pour toute l'aide qu'il m'a apportée, et pour tous ses conseils bien utiles au début d'une thèse.

Un grand merci à Olivier, pour ta constante disponibilité, toutes les réponses claires que tu m'as toujours fournies, avec patience et précision... le travail réalisé à tes côtés aura été empreint d'enthousiasme, enrichissant par de nombreux points cette thèse. De sincères remerciements à Alain et Olivier, pour avoir supporté mes dernières semaines de pré-thèse et avoir répondu à toutes mes "questions du jour"... Enfin, je souhaite bonne chance à Aurélien pour la thèse qu'il vient de débiter dans notre groupe.

Pour réaliser la partie théorique de ma thèse, j'ai eu la chance de pouvoir travailler avec Jacques Meyer, que je tiens tout particulièrement à remercier ici. Ses vastes connaissances, et la rigueur et la clarté avec lesquelles il me les exposées ont rendu ce travail aussi agréable qu'enrichissant.

Que l'occasion me soit donnée ici d'exprimer ma reconnaissance aux deux directeurs successifs de l'IPN, Messieurs Jean-Eudes Augustin et Yves Déclais, pour m'avoir accueillie au sein du laboratoire et permis de réaliser ce travail dans des conditions optimales.

Ce manuscrit ne serait pas ce qu'il est sans l'aide précieuse que m'a apporté chacun des membres du jury, et en particulier mes deux rapporteurs. La complémentarité de leur domaines spécifiques de recherche a rendu les échanges aussi variés qu'enrichissants. Je tiens à remercier Marie-Geneviève Porquet. Tout d'abord pour son aide lors de mes premières analyses de spectres de fission, pour son soutien précédant mes premières conférences, au Maroc ou en Ecosse... Merci enfin pour l'intérêt porté à mon travail, et pour l'avoir enrichi de nombreuses remarques et suggestions en tant que rapporteur de cette thèse. Ma reconnaissance va également à Philippe Quentin, pour les fructueuses discussions que nous avons eues, et notamment pour ses explications lumineuses sur de nombreux points théoriques. My thanks go now to John Durell. I was highly honoured to have one of the precursor of "the cadmium nuclei at high spin" in the jury of my thesis. Je tiens à remercier Jean-Pierre Vivien, pour les conseils qu'il m'a prodigués pour ce manuscrit, mais aussi pour les nombreuses rencontres agréables que nous avons eues en manip, accompagnées d'explications de grande qualité sur EUROBALL ou la physique... Merci à Nadine pour son ultime soutien précédant la soutenance. Merci enfin à Michèle d'avoir présidé ce Jury de thèse, en plus d'un honneur, ce fut un plaisir...

Sans effectuer de liste exhaustive, je tiens à remercier toutes les personnes avec lesquelles j'ai pu travailler ou discuter lors des expériences effectuées pendant cette thèse. Cela aura permis d'élargir et d'approfondir mes connaissances dans des domaines très variés.

Mes remerciements s'adressent également à l'ensemble des différents services de l'Institut, et notamment le personnel de la bibliothèque et de l'informatique, qui ont facilité la réalisation de cette thèse par de nombreux points, et ce jusqu'au jour J de la soutenance, malgré les surprises des pc portables et des vidéoprojecteurs...

Merci à David, nos premiers mois de mariage ont été mis à l'épreuve par cette étape de rédaction. Ton soutien n'a pas failli, cette thèse doit beaucoup à ton aide et ton optimisme quotidien...

Quelques mots pour ma sœur, qu'elle trouve vite sa voie et que tout ce que je lui porte soit l'unique chose qu'elle ait à prendre pour exemple...

Quelques lignes pour mes amis, merci pour ces instants d'insouciance et de joie que nous trouvons à vos côtés, ces soirées d'amitié permettent aussi de retrouver les joies de la vie et de s'échapper... Un merci particulier à Virginie... Depuis nos fous rires du DEA, chacune de nous a trouvé sa "voie" et partage celle de l'autre. C'est avec toi que les hauts et les bas de ces années de thèse ont été partagés, renforçant persévérance et complicité... c'est maintenant à moi de te prodiguer encouragements, cafés, chocolats, et soutien pour l'étape que tu entreprends...

Enfin - et non le moindre - au-delà d'un merci, je dédie cette thèse à mes parents. Pour le nom que je porte, qui ne s'éteindra plus... que ces quelques lettres au fond d'une bibliothèque reflètent tout ce que vous avez su me transmettre... Merci de m'avoir portée jusque là...

Résumé

Ce travail de thèse porte sur l'étude de la matière nucléaire soumise à des conditions extrêmes de rotation. Grâce aux multidétecteurs γ tels que EUROGAM puis EUROBALL, nous avons étudié deux régions de noyaux à haut spin en détectant leurs transitions γ de désexcitation. L'influence de la force de Coriolis au niveau microscopique est mise en évidence.

Les isotopes de cadmium $^{113-116}\text{Cd}$ ont été peuplés par réaction de fission induite par ions lourds ($^{28}\text{Si} + ^{176}\text{Yb}$ à 145 MeV). Des bandes découplées ont été identifiées dans les noyaux impairs atteints pour la première fois à haut spin. Considérés comme l'archétype des noyaux vibreurs lorsqu'ils étaient étudiés par radioactivité, ils présentent à haut spin une faible déformation axiale allongée, confirmée par nos calculs microscopiques de type champ moyen réalisés sur les noyaux pairs-pairs.

Le noyau superdéformé impair de plomb ^{197}Pb a ensuite été atteint par réaction de fusion-évaporation ($^{18}\text{O} + ^{186}\text{W}$ à 117 MeV). Nous avons identifié les transitions interbandes reliant ses deux bandes superdéformées partenaires en signature. La mesure expérimentale du rapport d'embranchement $B(M1)/B(E2)$ permet d'extraire les propriétés magnétiques de la matière superdéformée, confirmant l'absence de réduction du facteur gyromagnétique de spin neutron g_{s_n} .

La force de Coriolis qui découple le neutron célibataire dans les isotopes de cadmium est moins influente dans les noyaux superdéformés de plomb. Une esquisse de synthèse sur l'action de cette force de Coriolis a été présentée dans le cadre de cette étude.

Abstract

This work is devoted to the study of the nuclear matter at high rotationnal frequency. Thanks to the new generation of γ -ray multidetector array, as EUROGAM then EURO-BALL, we propose to identify two sorts of nuclei belonging to two different mass region. Their identification is based on the detection of their γ -rays of desexcitation. We will follow the evolution of the influence of the Coriolis force at the microscopic scale.

The cadmium nuclei $^{113-116}\text{Cd}$ have been populated using heavy-ion induced fission reaction ($^{28}\text{Si}+^{176}\text{Yb}$ à 145 MeV). Decoupled bands have been identified in odd-nuclei, produced for the first time at high spin. As they were considered as the best example of vibrationnal nuclei during their studies by radioactivity, they exhibit a small prolate deformation, confirmed by our microscopic calculations performed for even-even nuclei.

The odd superdeformed nucleus ^{197}Pb have been studied via a fusion-evaporation reaction ($^{18}\text{O}+^{186}\text{W}$ à 117 MeV). We have established the cross-talk transitions between the two signature partners. The experimental measurement of the branching ratio $B(M1)/B(E2)$ allows us to extract the magnetic properties of the superdeformed matter, confirming the lack of quenching for the neutrons.

The Coriolis force depends on the nuclei deformation and on the individual configuration. In cadmium nuclei, the single neutron $\nu h_{11/2}, \Omega = 1/2$ is decoupled from the motion of the core, whereas in superdeformed nuclei, the Coriolis effect is much weaker on the $\nu j_{15/2}, \Omega = 5/2$ neutron.

Introduction

Avant de gonfler sa voile et de se lancer pour le grand vol, chaque parapentiste averti aura pris soin d'examiner les nuages. Il aura appris que rien n'est plus important pour le bon déroulement de son vol que le mouvement des masses d'air. Qu'il soit physicien ou non, il saura que le sens de l'enroulement des nuages est dû à la force de Coriolis.

Alors que le parapentiste — pratiquant un sport extrême — aura à composer avec les conditions météorologiques imposées par la force de Coriolis, les noyaux atomiques — soumis à des conditions extrêmes de rotation — subiront les effets plus ou moins influents de cette force. Alors que les effets de la force de Coriolis sont relativement bien connus au niveau macroscopique, ils font l'objet de nombreuses études, dans le but de préciser leur influence, à l'échelle microscopique.

Les recherches en physique nucléaire de nos jours sont notamment axées sur les noyaux soumis à des conditions extrêmes. Pour des densités et des températures très élevées, le processus de déconfinement se produit dans le noyau, on peut ainsi étudier le plasma de quarks et de gluons. De nombreuses recherches se concentrent également autour des conditions extrêmes d'isospin, où les noyaux sont très exotiques par leur nombre de neutrons. Enfin, lorsqu'on communique de très grands moments angulaires au noyau, il peut révéler des comportements inattendus. C'est ainsi, par exemple, qu'a été découvert le phénomène de superdéformation [1]. Comme dans tout mouvement de rotation, on s'attend à des effets dus à l'interaction de Coriolis, d'autant plus importants que la fréquence de rotation est grande. Mais de quelle manière cette force influera-t-elle au niveau microscopique ?

Le premier chapitre de ce travail proposera un bilan tant qualitatif que quantitatif concernant la force de Coriolis et servira de cadre à notre étude expérimentale. Elle sera tout d'abord explicitée au niveau macroscopique, ses effets seront illustrés par des exemples à l'échelle de notre Terre et de notre Univers. Seront données ensuite deux évidences expérimentales des effets de la force de Coriolis sur le noyau en rotation. Pour exprimer cette force de manière quantitative, le cadre du modèle Rotor-Plus-Particule sera développé, ainsi que le modèle du "Cranking", modèle dans lequel la rotation est introduite directement.

D'un point de vue expérimental, l'étude des noyaux à haut spin a permis de mettre en

évidence, ces dernières années, des phénomènes spectaculaires voire inattendus, illustrant l'influence complexe de la force de Coriolis au niveau nucléaire. De tels résultats ont été obtenus grâce aux développements techniques tant au niveau des accélérateurs que des moyens de détection. L'étude de la structure nucléaire, que nous avons réalisée au cours de ce travail, est basée sur la spectroscopie γ . Les moyens de détection dont nous disposons actuellement permettent des études de plus en plus fines et les limites d'observation sont sans cesse repoussées grâce aux multidétecteurs γ . Nous avons utilisé successivement les multidétecteurs EUROGAM II puis EUROBALL IV, permettant d'observer des phénomènes dont l'intensité représente respectivement moins de 10^{-4} et moins de 10^{-5} de celle de la voie de réaction. Le second chapitre de ce travail s'attachera à donner les principales caractéristiques du système de détection, constitué de nombreux détecteurs germanium, rassemblés pour former un multidétecteur. L'électronique, récemment développée pour traiter les flots importants de données, sera décrite. Les méthodes d'analyse nécessaires pour avoir accès aux informations physiques contenues dans les données seront ensuite exposées. Les multidétecteurs γ peuvent être utilisés avec plusieurs types de réactions, nous avons exploré deux de ces facettes, la fission induite par ions lourds et la fusion-évaporation.

Au cours du troisième chapitre, la première facette sera exposée. La première expérience que nous avons réalisée visait à étudier les isotopes stables de cadmium $^{113-116}\text{Cd}$. Peuplés par radioactivité, ils étaient l'archétype des noyaux vibrateurs. Afin d'observer leur comportement collectif à haut spin, une étude se devait d'être réalisée. A haut spin, les isotopes plus légers avaient pu être peuplés par réaction de fusion-évaporation, les isotopes pairs-pairs plus riches en neutrons avaient été produits par fission spontanée. La région de masse intermédiaire n'a pu être étudiée que depuis peu. Ce sont en effet les réactions de fission induite par ions lourds qui ont permis de peupler ces noyaux à haut spin. La nouveauté des résultats que nous proposons concerne plus particulièrement les noyaux impairs en neutrons, qui n'avaient pas été atteints auparavant. Une interprétation des comportements observés sera proposée, basée sur des évidences expérimentales et sur des calculs microscopiques de type champ moyen que nous avons entrepris pour les noyaux pairs-pairs.

La seconde facette sera développée lors du dernier chapitre. La seconde région de masse — peuplée par réaction de fusion-évaporation — concerne les noyaux superdéformés de plomb impairs en neutrons, en particulier le noyau ^{197}Pb . Une étude plus poussée devait être réalisée dans ce noyau qui présente deux bandes superdéformées partenaires de signatures. C'est dans le but d'identifier les transitions reliant les deux bandes que nous avons entrepris cette expérience avec EUROBALL IV. La détermination des énergies et des intensités de ces transitions inter-bandes permet d'avoir accès aux propriétés magné-

tiques de la matière superdéformée. Les résultats expérimentaux que nous avons obtenus seront discutés à l'aide d'une approche microscopique de type "Cranking" d'Inglis. Notre travail contribuera ainsi à confirmer ou réfuter la présence d'un facteur de réduction sur l'opérateur gyromagnétique de spin neutron.

Tout au long de ces études, la force de Coriolis sera au cœur de nos discussions. Il faut noter que le phénomène de superdéformation dans la région de masse $A \sim 190$ apparaît à des spins relativement faibles comparés aux autres zones de superdéformation. Ainsi, les fréquences de rotation seront comparables dans les deux régions de masse étudiées — les noyaux de cadmium et de plomb — et nous pourrons observer l'influence de la force de Coriolis sur des noyaux ayant des déformations et des nombres de nucléons très différents.

Chapitre I

La force de Coriolis : de la tache rouge de Jupiter aux noyaux en rotation rapide

On doit la notion de la force de Coriolis à Gustave Gaspard Coriolis, mathématicien français né en 1782. En effet, en 1835, il montre que pour un corps en mouvement sur la surface d'un solide en rotation, il s'introduit un terme supplémentaire dans l'accélération, donnant lieu aux effets nommés depuis les effets de Coriolis. La force de Coriolis, perpendiculaire à la vitesse, a pour conséquence d'imposer une trajectoire courbe à un corps qui, autrement, se déplacerait de manière rectiligne. Suite à quelques rappels de mécanique classique, nous verrons l'expression mathématique de la force de Coriolis, puis quelques manifestations de cet effet à l'échelle de notre Galaxie seront données. L'effet de Coriolis est présent lorsqu'il y a rotation en mécanique classique. A l'échelle microscopique pour les noyaux atomiques en rotation traités quantiquement, cet effet subsiste et a des conséquences non négligeables. Nous verrons que les noyaux faiblement déformés, ou encore les noyaux superdéformés, sont d'excellents laboratoires pour observer les effets de la force de Coriolis.

I.1 Définition classique de la force de Coriolis et exemples

Lorsque l'on étudie un problème en mécanique classique, il y a avant toute chose la notion de référentiel à choisir. Le référentiel le plus connu est le référentiel Galiléen, idéal pour décrire un mouvement rectiligne uniforme. Dans ce référentiel, et dans ce référentiel seulement, on peut appliquer la loi de Newton, qui relie force \vec{F} et accélération \vec{a} par la relation :

$$\vec{F} = m\vec{a}$$

Cependant, on ne peut se contenter de considérer seulement des mouvements rectilignes uniformes, comme nous le montre l'expérience quotidienne. De nombreux référentiels ne sont pas Galiléens. Prenons l'exemple d'une voiture freinant brutalement : les passagers sont poussés vers l'avant. Dans un tel référentiel, la loi de Newton n'est plus applicable. Pour conserver une loi ressemblant à celle de Newton, les physiciens utilisent une manipulation astucieuse qui consiste à ajouter aux forces physiques des pseudo-forces ou forces d'inertie. Dans le cas de la voiture, la force d'inertie est proportionnelle à la masse du passager et l'accélération en sens contraire.

C'est dans le cas d'un référentiel tournant que la force de Coriolis a son action [2]. Insistons sur le fait que ce n'est pas une vraie force physique, elle exprime simplement le fait que les lois de la mécanique Newtonnienne changent lorsque l'on change de référentiel. Les effets de cette force sur Terre sont assez faibles, étant donné la faible vitesse de rotation de notre planète. Nous y reviendrons par la suite avec quelques exemples.

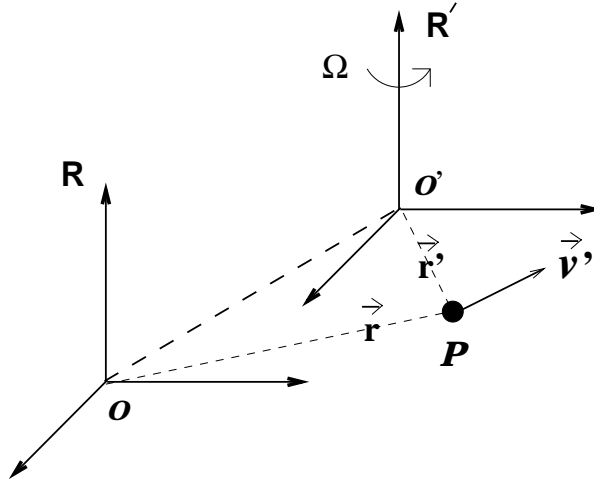


FIG. I.1: Schéma représentatif des deux référentiels : \mathbf{R}' est en rotation autour de \mathbf{R} avec une vitesse angulaire $\vec{\Omega}$. La vitesse de la particule \mathbf{P} s'exprime différemment dans les deux référentiels.

Exprimons maintenant de manière simplifiée les équations de la mécanique classique pour un point en mouvement. Soient, comme présentés Figure I.1, un référentiel fixe \mathbf{R} , et un référentiel \mathbf{R}' tournant autour de son axe z avec une vitesse $\vec{\Omega}$. La particule \mathbf{P} a une vitesse \vec{v}' dans \mathbf{R}' . Pour exprimer sa vitesse \vec{v} dans \mathbf{R} , il faut dériver

$$\vec{OP} = \vec{OO'} + \vec{O'P}$$

En supposant que le référentiel \mathbf{R}' soit simplement en rotation sur lui-même suivant l'un des axes et que le point O' soit fixe, la loi de composition des vitesses nous donne la vitesse \vec{v} du point P dans \mathbf{R}

$$\vec{v} = \vec{v}' + \vec{\Omega} \times \vec{r}' \quad (\text{I.1})$$

On obtient l'accélération en dérivant l'équation (I.1). La formule donnant la composition des accélérations par changement de référentiel est donc, pour un mouvement circulaire uniforme :

$$\vec{a} = \left(\frac{d\vec{v}}{dt}\right)_R = \vec{a}' + \underbrace{\vec{\Omega} \times \vec{\Omega} \times \vec{r}'}_{\text{entraînement}} + \underbrace{2\vec{\Omega} \times \vec{v}_{R'}}_{\text{Coriolis}} \quad (\text{I.2})$$

où \vec{a} est l'accélération du point P dans le référentiel \mathbf{R} et \vec{a}' celle dans le référentiel tournant \mathbf{R}' qui vaut

$$\vec{a}' = \left(\frac{d\vec{v}}{dt}\right)_{R'} \quad (\text{I.3})$$

En multipliant l'expression (I.2) par m la masse du point, la loi de Newton prend alors la forme suivante

$$m\vec{a}' = m\vec{a} - m\vec{\Omega} \times \vec{\Omega} \times \vec{r}' - 2m\vec{\Omega} \times \vec{v}_{R'} \quad (\text{I.4})$$

Outre la force d'accélération, deux forces sont présentes : la force d'entraînement $\vec{F}_e = -m\vec{\Omega} \times \vec{\Omega} \times \vec{r}'$ et \vec{F}_c la force de Coriolis. Son expression complète vaut :

$$\vec{F}_c = 2m\vec{v}_{R'} \times \vec{\Omega} \quad (\text{I.5})$$

Elle est perpendiculaire à la vitesse. La particule est déviée. Cette force donne lieu à plusieurs effets macroscopiques observables.

A l'échelle de l'Univers, le mystère de la tache rouge de Jupiter s'explique sans doute par l'effet de Coriolis. Cette tache a été observée sur Terre depuis plus de 300 ans, sa découverte est généralement attribuée à Cassini (17^{ème} siècle). La grande tache rouge est un gigantesque cyclone ovale de 12 000 par 25 000 kilomètres. Des observations infrarouges et le sens de sa rotation (dû à la force de Coriolis) montrent que c'est une région de haute pression dont les nuages ont un sommet bien supérieur et plus froid que celui des

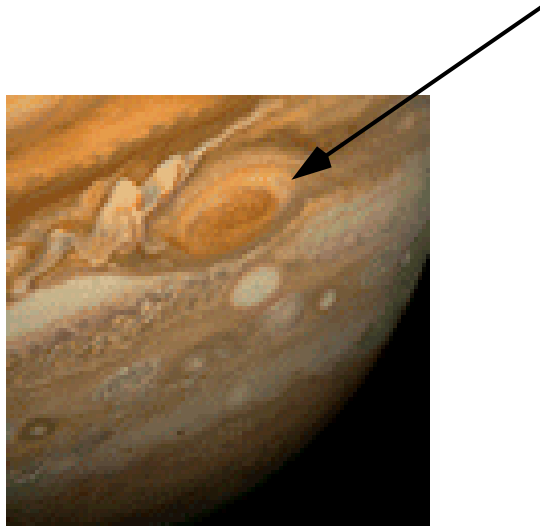


FIG. I.2: Photographie (en noir et blanc) de la grande tache rouge de Jupiter.

régions environnantes. La tache rouge est pointée par une flèche sur la photographie de la Figure I.2.

A l'échelle de notre Terre, les effets de la force de Coriolis sont nombreux et, bien que de faible amplitude, ils ont pour conséquence le phénomène de déviation vers la droite dans l'hémisphère Nord (et vers la gauche dans l'hémisphère Sud). La force de Coriolis influence notamment les conditions météorologiques. Cet effet est illustré Figure I.3. Loin de la zone de basse pression (la zone la plus claire au milieu), l'air s'écoule en direction du centre de la zone de basse pression (la force de pression est en effet dirigée depuis les hautes vers les basses pressions). La force de Coriolis, qui est perpendiculaire à la force de pression dans cette zone, fait dévier l'air vers la droite : près du centre, l'air s'écoule circulairement. La circulation de l'air dans le sens trigonométrique peut être intense, c'est le cas des tornades.

Sur Terre, bien que l'effet de Coriolis soit faible de par la faible vitesse de rotation de la planète, il faut néanmoins en tenir compte, pour toute étude balistique par exemple. La vitesse de rotation de la Terre sur elle même est égale à $\Omega=7.10^{-5}$ rad/s. Si la vitesse de la balle est $v'=1000$ m/s, alors selon la formule (I.5), l'accélération de Coriolis vaut $a'=0.14$ m/s². Si on vise directement la cible, on est sûr de la manquer : la trajectoire de la balle sera déviée légèrement vers la droite (dans l'hémisphère Nord).

Citons enfin l'expérience du pendule de Foucault, la plus célèbre pour illustrer la force de Coriolis, réalisée en 1851 par Léon Foucault. Elle permet, à l'époque, de mettre en évidence la rotation de la Terre. Le pendule est confectionné à l'aide d'une masse, suspendue à une corde, munie d'une pointe qui permet de visualiser sa trajectoire. Si le référentiel était Galiléen, la trajectoire serait une droite. Or, à chacune de ces oscillations,

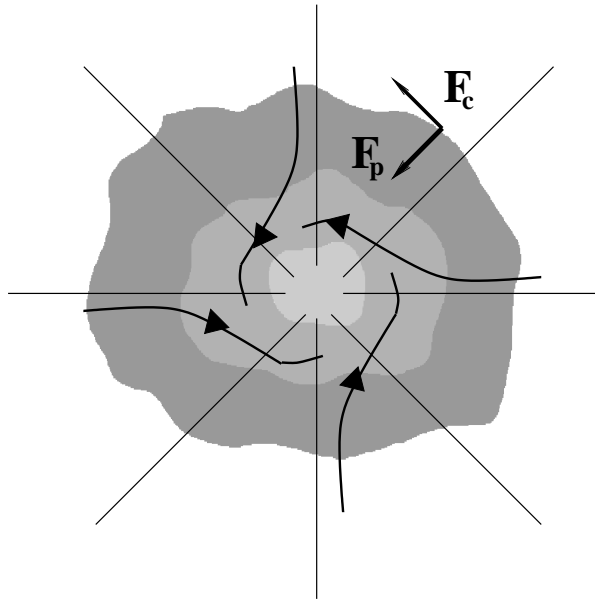


FIG. I.3: La résultante de la force de Coriolis et de la force due au gradient de pression atmosphérique fait circuler l'air autour d'une zone de basse pression de manière circulaire.

le pendule subit une très faible déviation vers la droite. La force de Coriolis liée à la rotation de la Terre donne donc l'explication de la trajectoire du pendule de Foucault.

I.2 Du macroscopique au microscopique : évidence de l'effet de Coriolis dans les noyaux atomiques

Les exemples de l'action de la force de Coriolis dans la nature énoncés ci-dessus ne sont pas exhaustifs. Nous avons vu qu'il faut en tenir compte dès que l'on étudie un mouvement dans un référentiel tournant. Or, la matière nucléaire que nous allons étudier est soumise à la rotation : les noyaux sont produits à haut moment angulaire. Notons que ces études ne sont possibles que depuis les années 1970. C'est en effet à cette époque que se construisent les premiers accélérateurs d'ions lourds. Grâce à ces outils performants, on peut communiquer beaucoup de moment angulaire aux noyaux, permettant ainsi les études à haut spin.

Avant d'entrer dans les détails de la modélisation théorique, nous allons voir deux exemples d'évidence de la force de Coriolis agissant au niveau microscopique sur des systèmes quantiques, dans un bref rappel chronologique.

- en 1972, le "backbending"

Une bande rotationnelle peut présenter, à un spin compris entre 10 et 20 \hbar , un comportement anormal observé dans beaucoup de noyaux. Les énergies des transitions γ (E_γ), qui devraient augmenter linéairement avec le spin, selon la formule du rotor pur

$$E_\gamma = E(I + 2) - E(I)$$

avec

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} I(I + 1)$$

subissent une diminution pour certaines valeurs de I . Cet effet est illustré sur le spectre de la Figure I.4 observé pour la bande fondamentale du noyau ^{100}Mo : c'est le "backbending". Il fut historiquement mis en évidence pour la première fois en 1972 par A. Johnson et H. Ryde sur le noyau ^{158}Er [3].

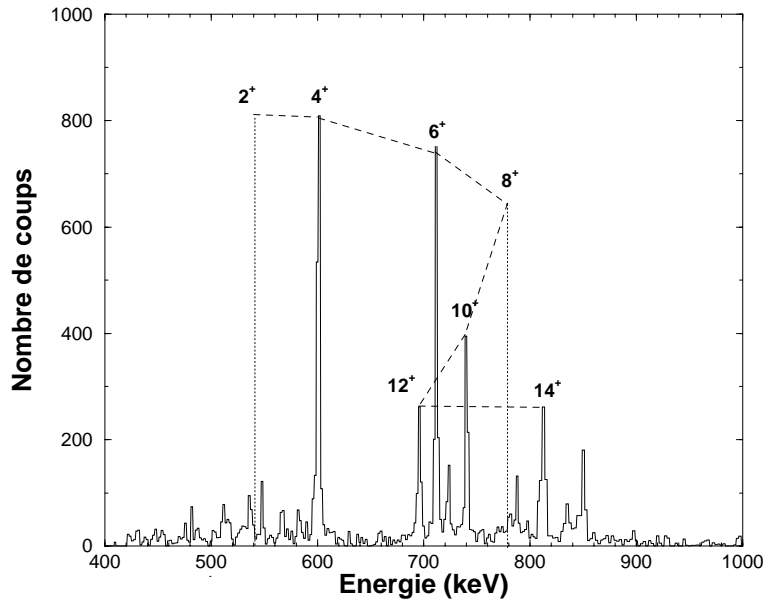


FIG. I.4: Spectre doublement conditionné sur deux transitions de la bande "yrast" du noyau ^{100}Mo (observé lors de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{176}\text{Yb}$, voir chapitre III). Les transitions imposées $2^+ \rightarrow 0^+$ et $8^+ \rightarrow 6^+$ n'apparaissent pas dans le spectre et sont indiquées par des pics en pointillé. On observe expérimentalement le "backbending" par une diminution de l'énergie des transitions provenant des états de spin 8^+ , 10^+ et 12^+ dans le cas présent.

La diminution des énergies est accompagnée d'une brusque augmentation du moment

d'inertie. On définit la fréquence de rotation quantique selon l'expression (I.6), où E est l'énergie et I_x est la projection du spin du noyau sur l'axe de rotation.

$$\hbar\omega = \frac{dE}{dI_x} \quad (\text{I.6})$$

La diminution des énergies traduit donc une baisse de la fréquence de rotation du noyau.

La Figure I.5 présente l'évolution du moment d'inertie en fonction du carré de la fréquence de rotation pour les noyaux ^{158}Er et ^{174}Hf [4]. Le noyau ^{174}Hf ne présente pas de point de rebroussement. Dans la partie comprise entre les spins $12\hbar$ et $16\hbar$, le moment d'inertie de l'isotope ^{158}Er augmente pour une diminution de la fréquence de rotation. Cet effet est comparable à un patineur sur glace réalisant une toupie qui voudrait diminuer sa vitesse de rotation. Il le ferait en écartant les bras de son corps, augmentant ainsi son moment d'inertie. La physique nucléaire microscopique présente cependant d'autres richesses, puisque dans la partie suivante de la courbe, le noyau gagne à nouveau de la rotation, ce qui n'est pas réalisable pour le patineur...

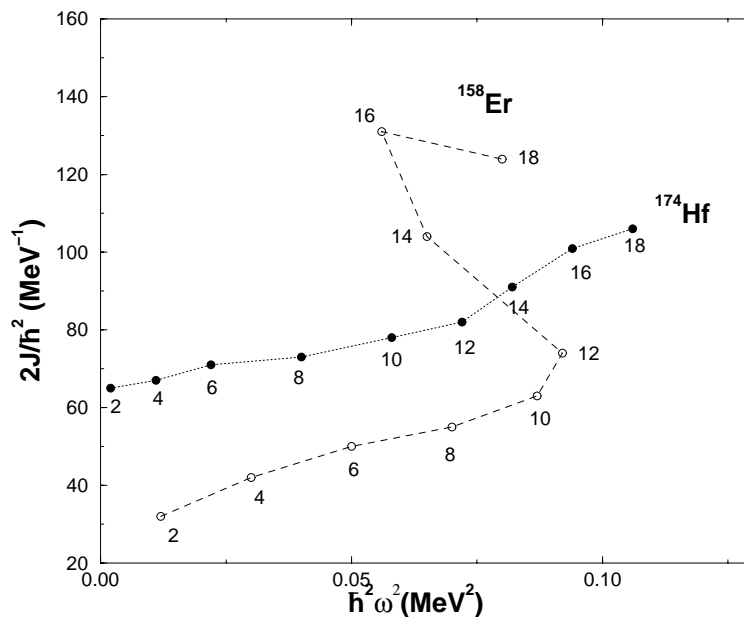


FIG. I.5: Moments d'inertie (J) des bandes "yrasts" des noyaux ^{158}Er et ^{174}Hf tracés en fonction du carré de la fréquence de rotation [4]. On observe le "backbending" pour le noyau ^{158}Er entre les spins 12 et 16 [3].

- en 1975, les bandes découplées

Il a été observé par F. S. Stephens [5], dans les noyaux impairs, des bandes découplées : le comportement rotationnel des bandes du noyau impair est identique à celui du cœur pair-pair voisin. Ceci est illustré Figure I.6 : les énergies des bandes dans les noyaux impairs de lanthane sont très proches de celles des bandes des isotopes pairs-pairs de barium [6].

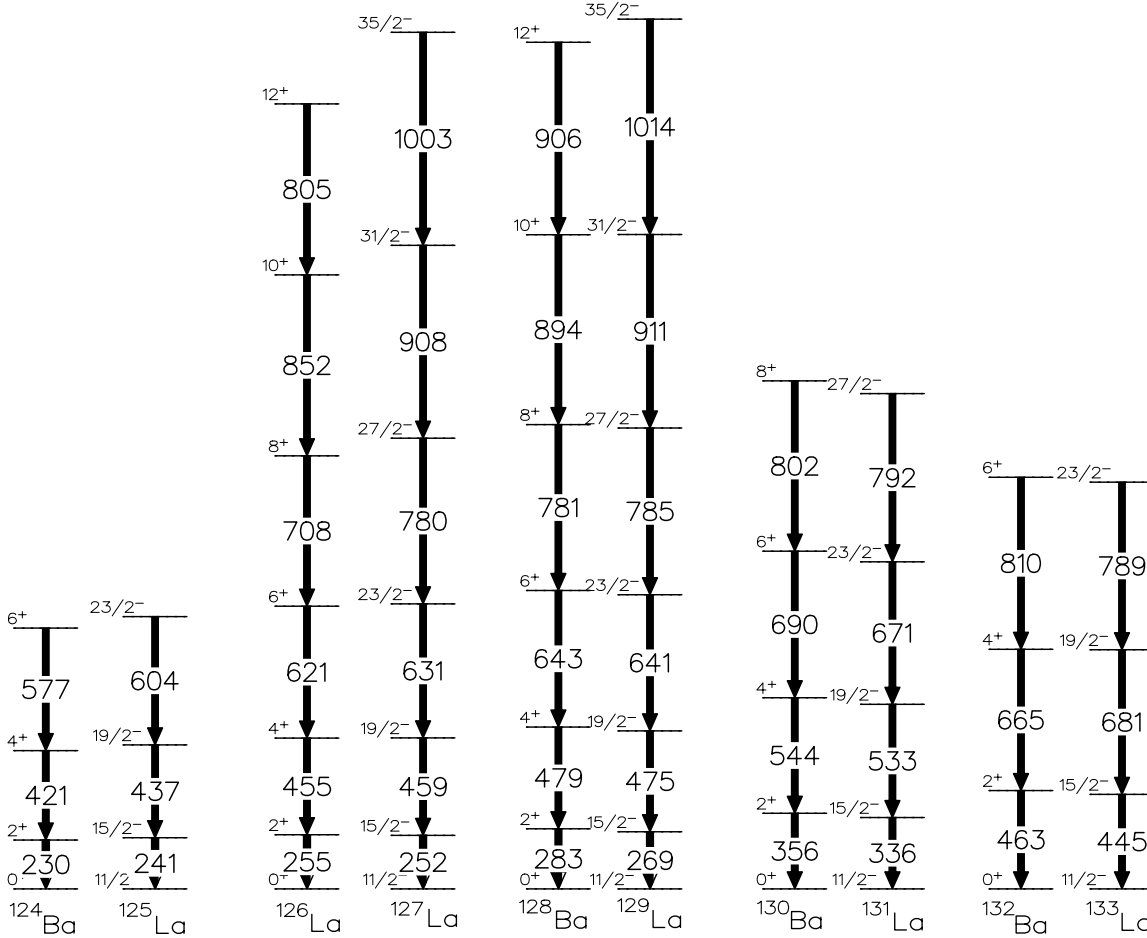


FIG. I.6: Comparaison des bandes rotationnelles basées sur les orbitales proton $h_{11/2}$ entre les isotopes de $_{57}\text{La}$ et $_{56}\text{Ba}$ [6]. Les énergies des transitions des isotopes impairs sont très voisines de celles des pairs, ce sont des bandes découplées.

Nous reviendrons plus en détail par la suite sur l'explication de ces deux effets particuliers. Nous verrons que c'est la force de Coriolis qui est à l'origine de ces comportements inattendus. Deux cas illustrant ces effets seront étudiés expérimentalement dans les chapitres III et IV.

Nous allons maintenant établir l'expression de la force de Coriolis pour un objet microscopique. Nous sommes dans le cas non plus de la mécanique classique mais quantique. Le formalisme est présenté dans le cadre du modèle le plus pédagogique, le modèle Rotor-Plus-Particule. L'observation de bandes rotationnelles dans les noyaux déformés permet de penser que le noyau est un rotor. Pourtant, pour une description correcte, il faut étudier le noyau comme un ensemble de nucléons en mouvement collectif, sans oublier la notion d'individualité des nucléons. L'effet de la force de Coriolis présenté dans les exemples précédents sera traité quantitativement.

I.3 Modèle Rotor-Plus-Particule(s)

Une description générale unifiée du noyau en rotation a été proposée dans les années 50 par A. Bohr et B. R. Mottelson [7]. Ce modèle simple consiste à considérer le noyau comme un cœur en rotation autour duquel gravitent un ou plusieurs nucléons. Les particules de valence sont en mouvement plus ou moins couplé à celui du cœur déformé en rotation. Ce modèle permet de reproduire de nombreuses propriétés des bandes rotationnelles des noyaux impairs. Bien qu'il ne soit applicable que pour les noyaux à bas spin, c'est un modèle très didactique qui illustre bien la tendance générale du comportement d'un noyau en rotation.

Dans la description qui suit on considérera un noyau impair avec un seul nucléon de valence. L'extension à deux particules extérieures au cœur sera faite dans une seconde partie.

Soit un noyau déformé à symétrie axiale, dans l'hypothèse d'un couplage adiabatique, c'est-à-dire quand le mouvement du nucléon célibataire est plus rapide que le mouvement du cœur et qu'il est peu affecté par sa rotation. Rappelons que la rotation collective d'un noyau autour de son axe de déformation spatiale est quantiquement interdite. Une bande rotationnelle sera observée si le noyau tourne autour d'un axe perpendiculaire à la déformation. C'est le cas du noyau présenté Figure I.7, en rotation autour de l'axe x . Le spin total \vec{I} est la somme de deux contributions : le moment angulaire \vec{R} dû à la rotation collective du cœur et \vec{j} le spin du nucléon célibataire. Comme le noyau est à symétrie axiale, \vec{R} est perpendiculaire à l'axe de symétrie. La projection de \vec{j} sur l'axe z sera appelée Ω , et celle du spin total K . Dans le cas d'une géométrie axiale, on a $K=\Omega$.

L'Hamiltonien total du noyau se décompose en deux parties :

$$H = H_{rot} + H_{sp} \quad (I.7)$$

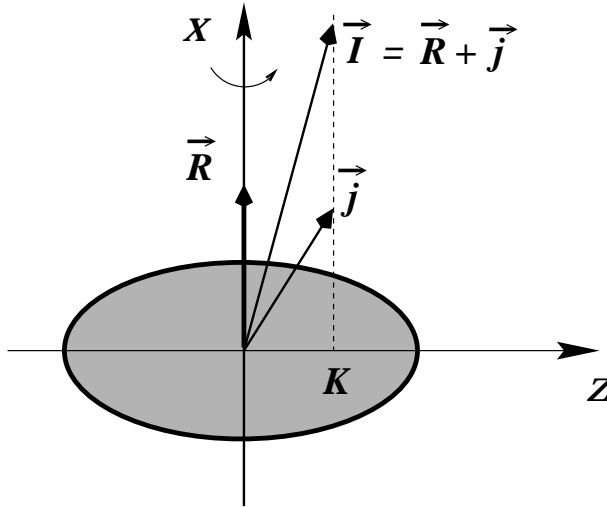


FIG. I.7: Représentation schématique du modèle rotor+particule

H_{rot} l'Hamiltonien de rotation et H_{sp} l'Hamiltonien de particules indépendantes. L'Hamiltonien du rotor s'exprime selon la formule du rotor rigide :

$$H_{rot} = \frac{\hbar^2 \vec{R}^2}{2\mathfrak{S}} \quad (\text{I.8})$$

avec \mathfrak{S} le moment d'inertie du noyau par rapport à l'axe de rotation. Comme $\vec{I} = \vec{R} + \vec{j}$, on a :

$$H_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} (\vec{I}^2 + \vec{j}^2 - 2\vec{I} \cdot \vec{j}) \quad (\text{I.9})$$

Le développement en fonction des opérateurs usuels j^+ et j^- permet d'obtenir l'expression suivante :

$$H_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} \left[\underbrace{\vec{I}^2 - I_z^2}_{\text{rotation}} + \underbrace{\vec{j}^2 - j_z^2}_{\text{recul}} - \underbrace{(I^+ j^- + I^- j^+)}_{\text{Coriolis}} \right] \quad (\text{I.10})$$

Le premier terme dans l'Hamiltonien (I.10) dépend seulement du moment angulaire total pour une bande de rotation caractérisée par $I_z = K$. Le second terme est appelé terme de recul et ne dépend que des variables reliées à l'état quantique du nucléon célibataire. Le troisième terme est un terme de couplage entre le nucléon de valence et la rotation collective. Par analogie avec l'équation classique (I.2), ce terme est appelé terme de Coriolis. En effet, la particule célibataire se trouve bien en mouvement (de rotation)

dans un référentiel tournant, celui du noyau : c'est le point P sur le schéma Figure I.1, le référentiel du noyau étant \mathbf{R}' .

Dans la suite de ce travail, on prendra pour terme de Coriolis l'expression $\frac{\vec{I}\vec{j}}{\mathfrak{S}}$ de l'équation (I.9). Il faut noter que seule la partie en x et y agit réellement comme force de Coriolis. La force de Coriolis microscopique dépend de trois termes : du spin total du noyau \vec{I} , du spin du nucléon célibataire \vec{j} et du moment d'inertie \mathfrak{S} . L'importance de cette force sera ainsi reliée aux valeurs relatives de ces trois variables.

⊙ Plus le moment angulaire I du noyau est grand, plus le terme de Coriolis sera grand. Nous vérifierons cette évidence en produisant les noyaux avec une grande vitesse de rotation.

⊙ Si l'orbitale sur laquelle se trouve le nucléon de valence possède un grand \vec{j} , le terme de Coriolis sera grand. Comme on peut le voir sur la Figure I.7, il est également nécessaire que la projection du spin Ω soit petite. Au contraire, si j est petit (et Ω grand), on pourra négliger Coriolis.

⊙ Enfin, le terme de Coriolis est inversement proportionnel au moment d'inertie. Nous allons voir que la déformation est également un facteur très important. Avant une étude plus détaillée, nous allons montrer de manière intuitive comment ce facteur influe sur l'intensité de la force de Coriolis.

Comme nous l'avons déjà mentionné (équation (I.7)), l'énergie totale du noyau est égale à la somme des énergies individuelles E_{sp} et de l'énergie de rotation. Chacun de ces deux termes possède une dépendance en β , la déformation, que nous allons expliciter.

→ Les valeurs propres e_Ω et fonctions propres Φ_Ω de l'Hamiltonien de particules individuelles sont données par la relation

$$H_{sp}\Phi_\Omega = e_\Omega\Phi_\Omega \quad (\text{I.11})$$

avec Ω la projection du spin du nucléon \vec{j} sur l'axe de symétrie. Dans le cadre d'une déformation axiale quadrupolaire, on peut considérer l'Hamiltonien de Nilsson. Il se décompose selon l'équation suivante :

$$H = H_0 + c \vec{\ell} \cdot \vec{s} + D\ell^2 \quad (\text{I.12})$$

avec $\vec{\ell}$ le moment orbital de la particule de valence et \vec{s} son spin. De plus, puisque le noyau est à symétrie axiale selon Oz , le potentiel s'écrit sous la forme d'un oscillateur anharmonique :

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + \frac{1}{2}m[\omega_{\perp}^2(x^2 + y^2) + \omega_{\parallel}^2(z^2)] \quad (\text{I.13})$$

Si on résout cet Hamiltonien dans une représentation où la déformation reste faible, elle donne les pulsations perpendiculaire ω_{\perp} et parallèle ω_{\parallel} en fonction de δ (la déformation) et ω_0 la pulsation pour un oscillateur harmonique (non déformé) selon

$$\begin{cases} \omega_{\perp}^2 = \omega_0^2(\delta)(1 + \frac{2}{3}\delta) \\ \omega_{\parallel}^2 = \omega_0^2(\delta)(1 - \frac{4}{3}\delta) \end{cases}$$

L'Hamiltonien (I.13) devient ainsi fonction de la déformation (δ)

$$H_0 = \dot{H}_0 + H(\delta) = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + \frac{1}{2}m\omega_0^2 r^2 - k\delta r^2 Y_{20} \quad (\text{I.14})$$

où k est une constante indépendante de Ω .

La résolution de cet Hamiltonien permet d'obtenir les énergies individuelles de Nilsson en fonction de la déformation. Dans le modèle déformé, la dégénérescence en $2j + 1$ est levée. Sur chaque orbitale de Nilsson on place deux nucléons, il reste une dégénérescence en $\pm\Omega$. Les énergies de particules individuelles en fonction de la déformation β (avec $\beta=1.057\delta$) sont données selon l'équation (I.15).

$$e_{\Omega} = e_0 + 9.46\beta \frac{3\Omega^2 - j(j+1)}{j(j+1)} \quad (\text{I.15})$$

où e_0 est l'énergie sphérique.

Ce terme est donc linéairement dépendant de β . Pour des grandes déformations et des grandes valeurs de Ω , ce terme sera prépondérant.

→ Nous avons vu que le terme de Coriolis s'exprime selon $\frac{\vec{I}_j}{\mathfrak{S}}$. En considérant le noyau comme un rotor rigide, le moment d'inertie s'écrit :

$$\mathfrak{S}_{rigide} = \frac{2}{5}MAR_0^2(1 + 0.32\beta) \quad (\text{I.16})$$

Le moment d'inertie pour décrire un fluide hydrodynamique s'exprime quant à lui selon l'équation suivante :

$$\mathfrak{S}_{hydro} = 0.89\beta^2\mathfrak{S}_{rigide} \quad (\text{I.17})$$

soit

$$\mathfrak{S}_{hydro} = 0.89\beta^2 \frac{2}{5} M A R_0^2 (1 + 0.32\beta) \quad (\text{I.18})$$

\mathfrak{S}_{hydro} présente une forte dépendance vis-à-vis de la déformation ($\propto \beta^2$), tandis que \mathfrak{S}_{rigide} évolue beaucoup plus lentement avec β . En réalité, les valeurs des moments d'inertie expérimentaux se situent entre les deux, $\mathfrak{S}_{hydro} < \mathfrak{S}_{exp} < \mathfrak{S}_{rigide}$. On considérera donc que, au premier ordre, le moment d'inertie est proportionnel au carré de la déformation, soit le terme de Coriolis en β^{-2} . Pour des grandes déformations, ce terme pourra être négligé.

L'énergie totale s'exprime donc en fonction de deux termes : l'un piloté linéairement par la déformation, l'autre dû à la rotation du noyau, c'est-à-dire à la force de Coriolis, dépendant de β^{-2} . Par un calcul rapide, nous allons voir quels sont les ordres de grandeur mis en jeu pour le terme de Coriolis.

Dans un premier temps, seule l'influence de la déformation est considérée. Prenons le cas de deux noyaux de même masse. Dans les deux cas, le spin I choisi est égal à $15/2$ et $j=11/2$. Si β est très grand, comme dans le cas d'un noyau superdéformé ($\beta \sim 0.5$), le terme de Coriolis sera 25 fois plus petit que pour un noyau quasiment sphérique ($\beta \sim 0.1$), ses effets seront ainsi beaucoup plus faibles, le terme de Coriolis sera négligé. En effet, selon la formule (I.18), si la déformation est 5 fois plus petite, le moment d'inertie est 5^2 fois plus petit. Inversement, si β est petit, le terme de Coriolis sera très grand.

La déformation n'est pas le seul facteur influent la force de Coriolis, nous verrons qu'il est nécessaire de prendre en compte les 3 facteurs qui composent la force et de regarder les ordres de grandeur. De plus, la valeur du terme de Coriolis (en β^{-2}) est à comparer aux valeurs des énergies de particules individuelles (en β). C'est ce que nous allons voir au cours des trois approches qui suivent.

L'énergie totale du noyau est obtenue, dans le cadre de ce modèle, en résolvant l'Hamiltonien (I.10). La résolution peut s'effectuer selon trois cas limites, selon l'importance du terme de Coriolis, étroitement liée à la déformation du noyau. Le premier cas traité est le modèle de couplage fort, proposé en 1950 par A. Bohr et B. R. Mottelson [7].

I.3.1 Modèle de couplage fort

Les fonctions d'ondes qui servent de base pour la diagonalisation de l'Hamiltonien (I.10) sont celles de la base standard. Ce sont celles qui permettent la diagonalisation la plus simple. Elles sont données selon l'expression (I.19).

$$|IMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} [D_{MK}^I \Phi_K + (-1)^{I+K} D_{M-K}^I \Phi_{\bar{K}}] \quad (\text{I.19})$$

Les D_{MK}^I sont les matrices de rotation (M est la projection de I sur l'axe de rotation et K la projection sur l'axe de symétrie), les Φ_K sont les fonctions d'ondes intrinsèques et les $\Phi_{\bar{K}}$ sont leurs renversées par rapport au temps.

Le formalisme du couplage fort est réalisé pour le cas où la force de Coriolis est négligeable par rapport aux énergies de particules individuelles, ce qui est le cas pour les noyaux de grande déformation. Rappelons en effet que les règles de sélection des opérateurs j^+ et j^- présents dans l'équation (I.10) imposent que seuls les états satisfaisant $\Delta\Omega=1$ sont couplés. Or, à grande déformation, les orbitales $\Omega = \pm 1/2, \Omega = \pm 3/2, \dots$, d'une même couche s'éloignent énergétiquement, le "splitting" de Nilsson étant proportionnel à β (équation (I.15)). Si elles sont trop éloignées, elles ne peuvent plus se coupler entre-elles. Notons néanmoins que, à grande déformation, des croisements d'orbitales de couches différentes peuvent se produire et donner lieu à des couplages.

A grande déformation, le terme de Coriolis ($\propto \beta^{-2}$) sera donc faible comparé aux énergies de particules individuelles ($\propto \beta$). Comme les éléments de matrice non diagonaux sont petits devant les énergies e_K , on peut calculer les valeurs propres du système au premier ordre des perturbations. En considérant donc uniquement les termes diagonaux du terme en $I^+ j^- + I^- j^+$, la résolution de l'Hamiltonien (I.7) donne, dans l'approximation du couplage fort, les énergies suivantes :

$$E_{IK} = e_K + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} \left[\underbrace{I(I+1) - K^2}_{\text{rotation du cœur}} + \underbrace{\delta_{K, \frac{1}{2}} a (-1)^{I+\frac{1}{2}} (I + \frac{1}{2})}_{\text{Coriolis}} \right] \quad (\text{I.20})$$

Le terme de Coriolis n'est non nul que pour des orbitales $K=1/2$. a est appelé paramètre de découplage. Il est défini tel que :

$$a = - \langle K = 1/2 | j^+ | \bar{K} = 1/2 \rangle \quad (\text{I.21})$$

Pour un état de Nilsson labellé en notation asymptotique $[\text{Nn}_z\Lambda]\Omega^\pi$, a peut se simplifier, dans l'approximation asymptotique, selon l'expression suivante [7] :

$$a = (-1)^N \delta_{\Lambda,0} \quad (\text{I.22})$$

Le cas d'un nucléon de valence en situation de couplage fort est illustré Figure I.8 (à gauche). Son mouvement n'est pas affecté par la rotation du cœur. Son état quantique reste constant lors de la rotation, K est bon nombre quantique dans la base standard. Cette situation est encore appelée "déformation alignment" : le couplage à la déformation est beaucoup plus important que la perturbation apportée par l'interaction de Coriolis sur le mouvement de la particule de valence.

Lorsque $a=0$, les deux bandes partenaires de signature de l'état de Nilsson sont en couplage fort. Ce cas est présenté plus en détail dans l'annexe B.

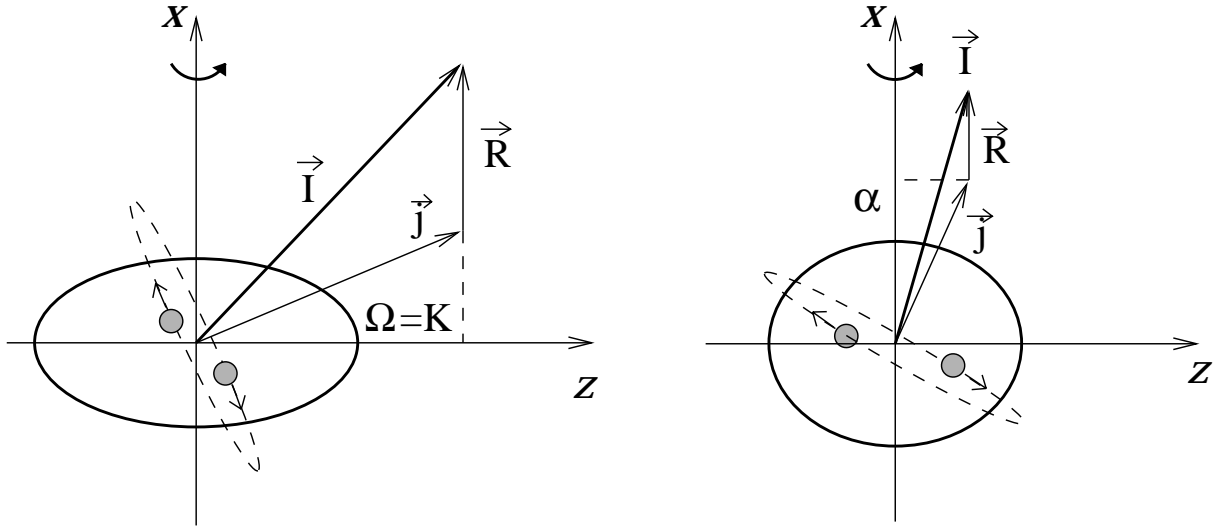


FIG. I.8: Illustration schématique des deux modes extrêmes de couplage dans le modèle Rotor-Plus-Particule : couplage fort (figure de gauche) et découplage (figure de droite).

A titre d'exemple, la Figure I.9 présente deux bandes du noyau $^{169}_{69}\text{Tm}$ [6], ainsi qu'un schéma de Nilsson exhibant les configurations des orbitales protons dans la région des Terres Rares. Le noyau est stabilisé dans une déformation allongée environ égale à $\epsilon=0.29$, soit $\beta=0.3$.

La bande bâtie sur l'état de spin $7/2$ et d'énergie 81 keV est une pure bande de rotation. Le proton célibataire est situé sur l'orbitale $[404]7/2$, qui est une orbitale de grande projection K . Cette bande illustre le couplage fort.

Par contre, la bande bâtie sur l'orbitale $[411]1/2$, de $K=1/2$ est perturbée par le terme de Coriolis. La dégénérescence des états de spins $1/2$ et $3/2$ nous indique que le paramètre de découplage a est égal à -1 .

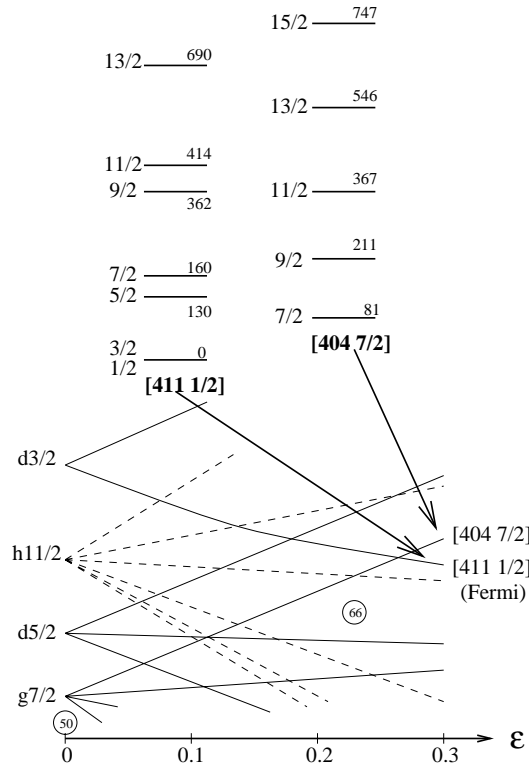


FIG. I.9: Orbitales protons dans la région des Terres Rares en fonction de la déformation ϵ et bandes observées dans le noyau ^{169}Tm [6]. Le label des orbitales est indiqué en notation asymptotique, deux bandes sont représentées. Le terme de Coriolis perturbe la bande avec $K=1/2$ alors que la bande avec $K=7/2$ est en situation de couplage fort pur.

Nous verrons que le cas du couplage fort s'avère très utile pour décrire certaines propriétés des noyaux qui possèdent une grande déformation, tels que les noyaux superdéformés.

Nous venons d'étudier le cas d'un noyau en situation de couplage fort, où le mouvement du nucléon célibataire n'est pas affecté par la rotation du cœur. Néanmoins, nous allons voir que lorsque la force de Coriolis ne peut plus être négligée, la situation est très différente.

I.3.2 Le couplage faible

L'importance du couplage faible a été mise en évidence pour la première fois dans les années 1975 par F. S. Stephens [5]. L'approximation de couplage fort ne peut plus s'appliquer dès que les éléments de matrice non diagonaux ne sont plus négligeables. C'est le cas des noyaux possédant une déformation très faible. Les orbitales issues d'une même couche $\Omega = \pm 1/2$, $\Omega = \pm 3/2$, $\Omega = \pm 5/2$,... se trouvent maintenant proches en

énergie et elles vont pouvoir se coupler, le terme de couplage sera grand.

Le mouvement du nucléon célibataire est fortement affecté par la rotation du cœur sous l'effet de la force de Coriolis, qui tend à l'aligner sur l'axe de rotation. Ce cas se présente pour des orbitales possédant un grand j et une faible projection Ω . Une illustration est présentée Figure I.8 (à droite). Les énergies sont déterminées en diagonalisant l'Hamiltonien.

I.3.3 Limite de découplage

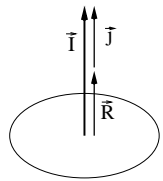
Dans le cas des noyaux présentant une déformation intermédiaire, le "splitting" des énergies de particules individuelles dans l'Hamiltonien H_{sp} (équation (I.7)) ne peut plus être négligé. Le mouvement de la particule célibataire n'est plus indépendant de celui du cœur. F. S. Stephens a montré [5] que l'énergie est minimisée pour un alignement maximal du nucléon célibataire, \vec{j} et \vec{I} sont alignés sur l'axe de rotation x , j est alors un bon nombre quantique.

A la limite de découplage, le nucléon est donc totalement aligné sur l'axe de rotation. Cette situation est également appelée "rotational alignment", le mouvement du nucléon de valence est couplé à la rotation du cœur.

La résolution de l'Hamiltonien (I.7) permet d'obtenir les valeurs propres suivantes :

$$E_{IK} = \text{constante} + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}}[I(I+1) + j(j+1) - 2I\alpha] \quad (\text{I.23})$$

avec α la projection de \vec{j} sur l'axe de rotation x . Les états de plus basse énergie sont ceux pour lesquels $j=\alpha$. L'équation (I.23) peut alors s'écrire :



$$\begin{aligned} E_{IK} &= \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}}[(I - \alpha)(I - \alpha + 1) + 2\alpha] + \text{constante} \\ &= \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}}R(R + 1) + \text{constante} \end{aligned} \quad (\text{I.24})$$

où $R=I - \alpha$ est la composante du cœur ($R=0, 2, 4$, etc...) et *constante* une constante indépendante de R .

Les énergies du noyau obtenues sont donc uniquement fonctions du mouvement collectif R . **Expérimentalement, les énergies d'un noyau impair seront identiques, à la constante près, à celles du cœur pair-pair voisin en rotation.** C'est ce que l'on appelle des bandes découplées, nous retrouvons le cas des isotopes de lanthane et de barium présentés Figure I.6.

Nous venons de présenter les différents approximations du modèle Rotor-Plus-Particule. Ce modèle permet de reproduire l'influence qu'apporte la force de Coriolis sur le comportement de la bande, cela dépend fortement de la déformation du noyau et de la configuration du nucléon célibataire. Lorsque l'interaction de Coriolis est négligeable, le nucléon de valence est en situation de couplage fort, il est en rotation autour de l'axe de symétrie du noyau. Pour des noyaux de déformation intermédiaire, le nucléon se trouve complètement aligné sur l'axe de rotation. Lorsque la situation n'est ni celle du couplage fort, ni celle de la limite de découplage, c'est-à-dire en ce qui concerne les noyaux à très faible déformation où la force de Coriolis est très forte, la diagonalisation complète de l'Hamiltonien doit être effectuée pour traiter le noyau en couplage intermédiaire.

Notons que nous n'avons considéré que le cas d'un noyau à symétrie axiale avec un seul nucléon de valence. Le noyau peut être traité dans ce modèle avec deux particules de valence.

I.3.4 Extension au modèle Rotor-Plus-Deux-Particules

Si on considère deux particules externes en rotation, et en négligeant l'interaction résiduelle entre les deux particules, l'Hamiltonien s'écrit

$$H = H_{rot} + H_{sp1} + H_{sp2} \quad (I.25)$$

La partie rotationnelle reste inchangée par rapport au paragraphe précédent. Le spin \vec{j} est maintenant la somme des spins des deux particules de valence, $\vec{j} = \vec{j}_1 + \vec{j}_2$. La projection K sur l'axe z , selon la Figure I.7, est égale à

$$K = K_1 \pm K_2$$

avec K_1 et K_2 les projections de \vec{j}_1 et \vec{j}_2 sur l'axe de symétrie. La force de Coriolis est toujours présente, elle tend à aligner les nucléons sur l'axe de rotation.

Supposons maintenant deux particules appariées, renversées l'une de l'autre par rapport au temps. Lorsque le terme de Coriolis est suffisamment fort pour briser la paire, les nucléons s'alignent sur l'axe x . Ceci est illustré de façon schématique Figure I.10. Expérimentalement, l'alignement d'une paire est signé par une diminution de la fréquence de rotation donc une augmentation du moment d'inertie. En effet, quand les particules sont appariées, leurs contributions au moment d'inertie s'annulent. Lorsque la paire se brise, et que l'appariement diminue, le moment d'inertie total est augmenté des deux contributions. Ce phénomène est appelé "backbending", comme nous l'avons vu au paragraphe I.2.

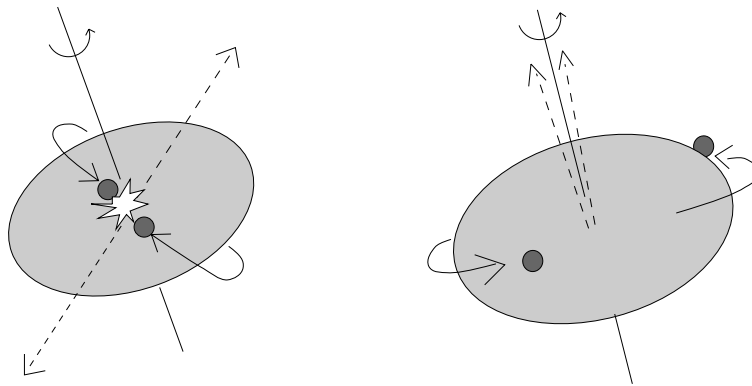


FIG. I.10: *Illustration de l'alignement d'une paire de nucléons. Initialement les nucléons sont appariés (à gauche). Sous l'effet de la rotation du noyau, la paire se brise et les deux nucléons s'alignent peu à peu (à droite) sur l'axe de rotation. Une fois alignés, ils sont en rotation avec le cœur et leurs spins s'ajoutent alors à \vec{R} .*

Nous pouvons maintenant expliquer l'allure du spectre de la Figure I.4 : pour un spin égal à $8\hbar$, une paire de neutrons se brise entraînant une modification de la structure du noyau. Entre les spins $8\hbar$ et $12\hbar$, ces neutrons s'alignent sur l'axe de rotation. Lorsque cette paire est totalement alignée, la structure du noyau ne change plus. La fréquence de rotation recommence à croître, jusqu'à ce qu'une seconde paire se brise, etc... Signalons qu'il a été vu dans certains noyaux plusieurs points de rebroussements, correspondant successivement à l'alignement d'une paire de neutrons puis de protons. Lorsque tout est aligné, on atteint, à des spins très hauts, la terminaison de bande. A ce point en effet, on ne peut plus aligner de particules pour gagner du spin, la bande de rotation se termine.

Notons finalement que pour expliquer le phénomène de "backbending", plusieurs hypothèses ont été avancées. On a pensé que le brusque changement dans la fréquence de rotation pourrait être dû à une modification de la forme du noyau sous l'effet de la rotation. L'explication avancée par Stephens et Simon en 1972 [8] en termes d'alignement de paires de nucléons correspond à l'observation de nombreuses évidences expérimentales.

I.3.5 Probabilités de transition et moments multipolaires

Grâce à la bonne connaissance que nous avons de l'interaction électromagnétique, l'étude des moments magnétiques et électriques ainsi que des probabilités de transition fournissent l'opportunité de tester la connaissance que nous pouvons avoir de la matière nucléaire.

Dans le cadre du modèle Rotor-Plus-Particule avec une particule de valence, les propriétés électromagnétiques peuvent être explicitées de manière simple. L'opérateur de moment multipolaire est la somme de deux contributions, celle due au cœur et celle de la

particule célibataire :

$$\mathcal{M}_{\lambda\mu} = \mathcal{M}_{\lambda\mu}^{(cœur)} + \mathcal{M}_{\lambda\mu}^{(particule)} \quad (\text{I.26})$$

On peut ainsi déterminer la probabilité de transition réduite pour une transition de multipolarité $M\lambda$ reliant deux états de spins I_1 et I_2 d'une même bande K :

$$B(M\lambda; I_1K \rightarrow I_2K) = \sum_{\mu, M_2} |\langle I_2 M_2 K | \mathcal{M}_{\lambda\mu} | I_1 M_1 K \rangle|^2 \quad (\text{I.27})$$

Nous allons rappeler les expressions des probabilités de transitions pour des transitions γ dipolaire magnétique (M1) et quadrupolaire électrique (E2).

a) Transitions M1

Le moment magnétique d'un nucléon ponctuel en mouvement dans un champ est égal, en unité $\mu_N = \frac{e\hbar}{2mc}$, à

$$\mu_{1\mu} = g_\ell \ell_{1\mu} + g_s s_{1\mu} \quad (\text{I.28})$$

avec $\vec{\ell}$ le moment orbital de la particule de valence et \vec{s} son spin ($\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$). Les facteurs g_ℓ et g_s sont les facteurs gyromagnétiques orbital et de spin. Notons que pour un nucléon libre, on a :

	proton	neutron
g_ℓ^{free}	1	0
g_s^{free}	5.58	-3.82

Le moment magnétique dipolaire pour un rotor est défini (en unités μ_N) tel que :

$$\mu_{1\mu} = g_R R_{1\mu} \quad (\text{I.29})$$

Le facteur g_R est appelé facteur gyromagnétique collectif, il correspond au mouvement de rotation du cœur. Il est en général assimilé à Z/A . Cependant, comme nous y reviendrons plus tard (chapitre IV), il a été montré par D. W. L. Sprung *et al.* [9] puis S. Perriès *et al.* [10] que la valeur diffère de Z/A pour les noyaux normalement déformés et superdéformés.

L'opérateur dipolaire magnétique ($\lambda=1$ et $\mu=-1, 0, +1$) s'écrit :

$$\mathcal{M}_{\lambda=1,\mu} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \mu_{1\mu} \quad (\text{I.30})$$

On obtient ainsi l'expression (I.31) pour l'opérateur total, le noyau se décomposant en un cœur (équation I.29) plus une particule de valence (équation I.28) :

$$\mathcal{M}_{1\mu} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} (g_R R_{1\mu} + g_\ell \ell_{1\mu} + g_s s_{1\mu}) \quad (\text{I.31})$$

avec $\vec{R}=(\vec{I}-\vec{j})$ la composante collective du cœur en rotation. L'expression (I.31) peut se simplifier [7] en fonction des facteurs gyromagnétiques :

$$\mathcal{M}_{1\mu} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} (g_R I_\mu + (g_\ell - g_R) \ell_\mu + (g_s - g_R) s_\mu) \quad (\text{I.32})$$

La probabilité de transition réduite pour une bande rotationnelle pure, avec $K \neq 1/2$, est donnée selon l'expression (I.27). Pour une transition dipolaire M1, on a (en unité μ_N^2) :

$$\mathbf{B}(\text{M1}, \mathbf{IK} \rightarrow \mathbf{I} - \mathbf{1K}) = \frac{3}{4\pi} (\mathbf{g_K} - \mathbf{g_R})^2 \mathbf{K}^2 < \mathbf{IK10} | \mathbf{I} - \mathbf{1K} >^2 \quad (\text{I.33})$$

avec g_K le moment magnétique associé à l'orbitale occupée par le nucléon célibataire défini tel que

$$g_K = g_\ell + (g_s - g_\ell) \frac{< K | S_z | K >}{K} \quad (\text{I.34})$$

Pour des bandes $K=1/2$, il faut prendre en compte dans le terme de rotation l'interaction de Coriolis qui couple les états $K=\pm 1/2$. La probabilité de transition (I.33) est alors modifiée en faisant intervenir un terme supplémentaire.

b) Transitions E2

L'opérateur de transitions quadrupolaires électriques est connu avec exactitude, les éléments de matrice du tenseur quadrupolaire ($\lambda=2$) sont proportionnels à ρ_e la densité de charge du noyau et à r le rayon du noyau :

$$\mathcal{M}_{\lambda=2,\mu} = \sum_{i=1}^Z r_i^2 Y_{2\mu}(\theta_i, \phi_i) \quad (\text{I.35})$$

C'est aussi la somme des deux contributions. On néglige la contribution de la particule de valence : le moment d'une seule particule devant celui des Z protons du cœur est faible. Le taux de transition total pour une transition E2 fait intervenir la probabilité de transition réduite (I.27) :

$$B(E2; I_1 K \rightarrow I_2 K) = \sum_{\mu, M_2} |\langle I_2 M_2 K | \mathcal{M}_{E2\mu} | I_1 M_1 K \rangle|^2 \quad (\text{I.36})$$

Elle est reliée au moment quadrupolaire intrinsèque Q_0 du cœur par la relation :

$$B(E2, I \rightarrow I - 2) = \frac{5}{16\pi} \langle IK20 | I - 2K \rangle^2 Q_0^2 \quad (\text{e}^2 \text{fm}^4) \quad (\text{I.37})$$

Nous reviendrons par la suite sur ces probabilités de transitions. En effet, expérimentalement, nous avons accès aux intensités des transitions E2 et M1. Par la mesure directe du rapport d'embranchement $T(E2)/T(M1)$ les propriétés magnétiques de la matière nucléaire pourront être déterminées (voir chapitre IV).

Nous venons de traiter le modèle Rotor-Plus-Particule s'appliquant à des noyaux en rotation pour des spins relativement peu élevés. A plus haute fréquence de rotation, on s'attend à ce que les forces de Coriolis et la rotation perturbent fortement le noyau : la rotation ne sera plus adiabatique. Le cas de tels noyaux est traité avec le modèle du "Cranking". Dans cette approche, la rotation est introduite initialement et peut être traitée de manière exacte.

I.4 Modèle dynamique à haut spin : "Cranking"

I.4.1 Formalisme

L'idée de base du modèle tournant, encore appelé modèle du "Cranking", proposé par D. R. Inglis en 1954 [11], est la suivante : on considère un système de coordonnées, lié au noyau, en rotation constante autour d'un axe à la vitesse ω . Cet axe coïncide avec l'axe de rotation du noyau, dans notre cas l'axe x . Pour considérer la rotation collective à partir d'un modèle microscopique, les nucléons sont décrits en mouvement dans un potentiel moyen en rotation. Il faut alors résoudre l'équation de Schrödinger dépendante du temps, exprimée dans le référentiel du laboratoire selon :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi_{Lab} = H_{Lab} \psi_{Lab} \quad (\text{I.38})$$

où H_{Lab} et ψ_{Lab} sont respectivement l'Hamiltonien et la fonction d'onde totale du noyau dans le référentiel du laboratoire.

Grâce à l'opérateur de rotation autour de l'axe x , exprimé en fonction de la projection du moment angulaire total I_x et de la fréquence de rotation ω :

$$R_x(\omega t) = e^{-iI_x\omega t} \quad (\text{I.39})$$

on peut passer du référentiel du laboratoire au référentiel tournant. L'Hamiltonien intrinsèque H^{int} , lié au noyau, qui décrit l'ensemble des nucléons sans rotation, s'écrit alors selon l'équation suivante :

$$H^{int} = R_x^{-1} H_{Lab} R_x \quad (\text{I.40})$$

L'équation (I.38) devient :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} (R_x \psi^{int}) = (R_x H^{int} R_x^{-1}) (R_x \psi^{int}) \quad (\text{I.41})$$

où ψ^{int} est la fonction d'onde intrinsèque du noyau. On obtient alors :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi^{int} = (H^{int} - \hbar\omega I_x) \psi^{int} = H^\omega \psi^{int} \quad (\text{I.42})$$

avec H^ω l'Hamiltonien du "Cranking", somme de toutes les contributions individuelles

$$H^\omega = \sum_{\nu} h_{\nu}^{\omega} = \sum_{\nu} (h_{\nu}^{int} - \hbar\omega j_{x\nu}) \quad (\text{I.43})$$

et

$$I_x = \sum_{\nu=1}^A j_{x\nu}$$

Le terme $\hbar\omega I_x$ contient l'interaction de Coriolis, et apparaît lors du passage au référentiel tournant. Il est équivalent à $\frac{\vec{I}\vec{j}}{\mathfrak{S}}$ vu dans le modèle Rotor-Plus-Particule (I.3).

Ceci peut se vérifier simplement en regardant l'équation aux dimensions. En effet, pour un mouvement en rotation, le moment angulaire L est égal à $\mathfrak{S}\omega$. Sachant que \vec{j} est un moment angulaire, on peut écrire :

$$\frac{\vec{I}j}{\mathfrak{S}} \propto \frac{\vec{I}\mathfrak{S}\omega}{\mathfrak{S}} = I_x\omega \quad (\text{I.44})$$

La résolution de l'équation aux valeurs propres individuelles, où φ_ν^ω est la fonction propre individuelle de l'état ν ,

$$h_\nu^\omega | \varphi_\nu^\omega \rangle = e_\nu^\omega | \varphi_\nu^\omega \rangle \quad (\text{I.45})$$

conduit aux énergies de particules e_ν^ω , appelées routhians. A chaque valeur propre ne correspond qu'un seul état, la dégénérescence est levée puisque la symétrie par rapport au temps est brisée. Les énergies propres ne sont pas des énergies mesurables, puisqu'elles sont exprimées dans le référentiel tournant. Les énergies réelles sont données par :

$$e_\nu^{int} = \langle \varphi_\nu^\omega | h^{int} | \varphi_\nu^\omega \rangle = e_\nu^\omega + \hbar\omega \langle \varphi_\nu^\omega | j_x | \varphi_\nu^\omega \rangle \quad (\text{I.46})$$

Les calculs peuvent être effectués essentiellement par deux modèles.

- Modèle en couches tournant

En partant d'une interaction phénoménologique v_i à 1 corps, la résolution des équations se fait en minimisant l'Hamiltonien suivant :

$$H = \sum_i t_i + v_i - \hbar\omega j_x(i) \quad (\text{I.47})$$

- Modèle de champ moyen microscopique tournant

Les modèles de champ moyen seront décrits plus en détail lors du chapitre III. Ce sont des modèles traitant le noyau comme un ensemble de nucléons en interaction, la matière nucléaire est décrite dans une approche complètement microscopique. Dans ce cas, la force utilisée v_{ij} est une interaction à deux corps de type Skyrme par exemple. Ce sont des calculs Hartree-Fock-Bogoliubov "Cranked". La résolution des équations est complètement auto-cohérente. On minimise l'Hamiltonien de "Cranking"

$$H = \sum_i t_i + \sum_{i>j} v_{ij} - \omega j_x(i) \quad (\text{I.48})$$

Remarquons que la rotation est directement introduite dans les calculs de champ moyen, on contraint les fonctions d'ondes à posséder la projection I_x à chaque étape du calcul.

Cette méthode permet de traiter la rotation du noyau de manière plus exacte. Ce sont cependant des calculs très lourds. C'est pourquoi, pour les spins peu élevés, on lui préfère le "Cranking" d'Inglis présenté au paragraphe suivant (§I.4.2).

Comme le système est en rotation, l'invariance par rapport au temps est brisée. La dégénérescence de Kramers est levée et à chaque routhian ne correspond qu'un seul état.

Pour un noyau en rotation, les états de particules individuelles sont caractérisés par deux nombres quantiques :

- la parité π associée à la réflexion d'espace,
- la signature α associée à la rotation autour de l'axe Ox d'un angle de 180° .

En effet, l'Hamiltonien du "Cranking" est invariant par rotation d'un angle π autour de l'axe x . L'opérateur d'une telle rotation s'écrit :

$$R_x | \varphi \rangle = r | \varphi \rangle \quad \text{avec} \quad r = e^{-i\pi\alpha} = (-1)^I \quad (\text{I.49})$$

Pour les noyaux ayant un nombre de nucléons A pair :

- ★ $\alpha=0$ ($r=1$) caractérise une bande rotationnelle dont les spins sont $I=0,2,4,\dots$
- ★ $\alpha=1$ ($r=-1$) caractérise une bande rotationnelle dont les spins sont $I=1,3,5,\dots$

Concernant les noyaux ayant un nombre de nucléons A impair,

- ★ $\alpha=1/2$ ($r=-i$) caractérise une bande rotationnelle dont les spins sont $I=1/2, 5/2, 9/2, \dots$
- ★ $\alpha=-1/2$ ($r=i$) caractérise une bande rotationnelle dont les spins sont $I=3/2, 7/2, 11/2, \dots$

Notons que lorsque deux orbitales sont dégénérées en $\pm\Omega$, elles sont étiquetées par leur signature, les bandes sont dites partenaires de signature. La rotation lève la dégénérescence, d'autant plus rapidement que Ω est petit. Les levées de dégénérescence successives sont résumées Figure I.11.

Le modèle du "Cranking" fournit une description complète du noyau en rotation. Les paramètres d'inertie peuvent être calculés de façon microscopique. Le moment angulaire total est la somme des moments angulaires des nucléons, ce qui permet d'obtenir une description tant pour la rotation collective que pour la rotation de chaque particule.

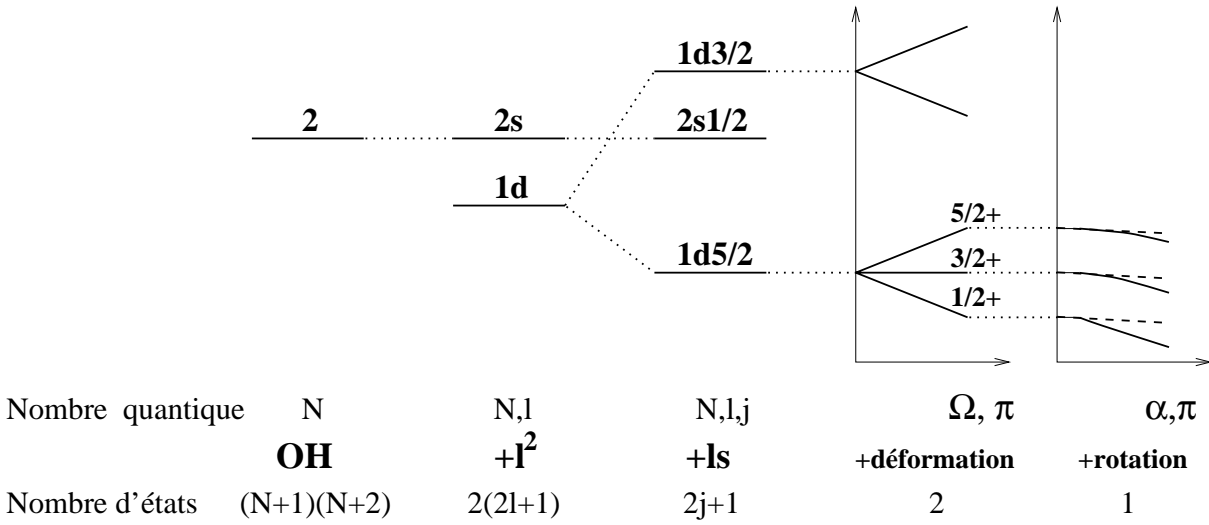


FIG. I.11: *Étapes successives de la levée de dégénérescence. Si le potentiel choisi est l'oscillateur harmonique (OH), la dégénérescence est totale. En prenant en compte successivement les termes (l²) et (ls), on parvient à obtenir des états contenant (2j + 1) particules. Dans un modèle déformé, on peut mettre 2 particules sur chaque état, puis la dégénérescence est complètement levée lorsque l'on tient compte de la rotation. A chaque étape les états sont caractérisés avec des nombres quantiques différents.*

I.4.2 Approximation adiabatique

Le modèle du "Cranking" peut être traité de manière simplifiée dans l'approximation des faibles spins (inférieurs à $20\hbar$) : c'est le "Cranking" d'Inglis [11]. Dans l'expression de l'Hamiltonien du "Cranking",

$$H^\omega = H - \hbar\omega I_x \quad (I.50)$$

le terme rotationnel ωI_x est traité en perturbation de l'Hamiltonien statique. La méthode perturbative d'Inglis est présentée maintenant. Elle permet notamment de calculer le moment d'inertie du noyau en rotation.

On considère un noyau déformé dont les niveaux sont pleins jusqu'au niveau de Fermi. Tout ce qui est au-dessus de Fermi est appelé particule (indices p, p'), tout ce qui est en dessous est considéré comme trou (indices h, h'). L'état fondamental du noyau a pour fonction d'onde $|\psi_0\rangle$. Une excitation de particule-trou est donnée par $|ph\rangle = a_h^\dagger a_p |\psi_0\rangle$. Comme le terme de perturbation ωI_x est un opérateur à un corps, on ne peut effectuer qu'une excitation particule-trou à la fois. La fonction d'onde perturbée au premier ordre sera ainsi :

$$|\psi\rangle = |\psi_0\rangle + \omega \sum_{ph} \frac{\langle ph | I_x | \psi_0 \rangle}{\epsilon_h - \epsilon_p} |ph\rangle \quad (\text{I.51})$$

avec ϵ_h et ϵ_p les énergies de particules individuelles de l'Hamiltonien H . La projection du moment angulaire I_x est alors :

$$I(\omega) = \langle \psi | I_x | \psi \rangle = 2\omega \sum_{ph} \frac{|\langle ph | I_x | \psi_0 \rangle|^2}{\epsilon_h - \epsilon_p} \quad (\text{I.52})$$

ce qui donne pour le moment d'inertie $\mathfrak{I} = \frac{J}{\omega}$ [11] :

$$\mathfrak{I}_{Inglis} = 2 \sum_{ph} \frac{|\langle h | I_x | p \rangle|^2}{\epsilon_h - \epsilon_p} \quad (\text{I.53})$$

Les moments d'inertie calculés par cette formule sont la plupart du temps très proches de ceux obtenus pour un rotor rigide. Or, expérimentalement, les moments d'inertie sont deux à trois fois plus petits que ceux d'un rotor rigide. Pour expliquer cette réduction, Bohr et Mottelson ont suggéré [7] la présence d'interactions résiduelles à deux corps, notamment les corrélations d'appariement.

La formule d'Inglis (I.53) peut donc être modifiée en incluant, au moyen de la théorie BCS, l'appariement. Les excitations à deux quasi-particules sont possibles, de la forme $\eta_k^+ \eta_{k'}^+ |BCS\rangle$. La fonction d'onde est maintenant

$$|\psi\rangle = |BCS\rangle + \omega \sum_{k < k'} \frac{\langle BCS | \eta_k \eta_{k'} I_x | BCS \rangle}{E_k + E_{k'}} \eta_k^+ \eta_{k'}^+ |BCS\rangle \quad (\text{I.54})$$

où $E_k + E_{k'}$ est l'énergie d'excitation de la paire de quasi-particule k, k' .

On obtient le moment d'inertie de Belyaev [12, 13] donné en fonction des énergies de quasi-particules :

$$\mathfrak{I}_{Belyaev} = 2 \sum_{k, k' > 0} \frac{|\langle k | I_x | k' \rangle|^2}{E_k + E_{k'}} (u_k v_{k'} - u_{k'} v_k)^2 \quad (\text{I.55})$$

D'autres propriétés de la matière nucléaire en rotation peuvent être déterminées par cette approche perturbative, notamment le facteur gyromagnétique défini tel que

$$\mu = g_R \cdot J = g_R \langle \psi | I_x | \psi \rangle \quad (\text{I.56})$$

Si les fonctions d'ondes choisies sont celles de BCS, on obtient, au premier ordre des perturbations, l'expression de g_R :

$$g_R = \frac{2}{\mathfrak{I}} \sum_{k,k' > 0} \frac{(\langle k | I_x | k' \rangle \langle k' | \mu_x | k \rangle)}{E_k + E_{k'}} (u_k v_{k'} - u_{k'} v_k)^2 \quad (\text{I.57})$$

où \mathfrak{I} est donc le moment d'inertie du noyau et μ_x défini tel que $\vec{\mu} = \langle \psi^\omega | \mu_x | \psi^\omega \rangle$.

Nous venons de voir la méthode du "Cranking" d'Inglis traitant la rotation de manière perturbative. Nous utiliserons des résultats issus de calculs théoriques effectués par les groupes de Lyon et Bordeaux dans une approche "Cranking" d'Inglis appliquée au formalisme Hartree-Fock-plus-BCS [10] dans le chapitre IV, dans le but de déterminer les propriétés magnétiques de la matière nucléaire superdéformée.

I.5 Conclusion

La force de Coriolis, grandeur macroscopique dont les effets à notre échelle sont visibles au quotidien, garde tout son intérêt à l'échelle du noyau, où son action peut complètement modifier le comportement collectif des nucléons. Dans le cadre de ce travail, la force de Coriolis sera au cœur de nos discussions. Son influence sera étudiée sur les nouveaux résultats que nous allons présenter.

Notre étude sera tout d'abord axée sur les noyaux de cadmium du côté riche en neutrons de la vallée de stabilité, que nous avons atteints pour la première fois à haut spin grâce aux réactions de fission induite par ions lourds. Puis notre étude portera sur les noyaux de plomb superdéformés, déficients en neutrons, de la région de masse 190. Les puits superdéformés de cette région de masse étant prédits à bas spin, nous resterons dans le même ordre de grandeur de moment angulaire que pour les isotopes de cadmium. Les effets de la force de Coriolis pourront ainsi être comparés dans des noyaux de déformations fort différentes.

Le Tableau I.1 permet d'obtenir une idée des ordres de grandeur de la force de Coriolis que nous rencontrerons. Pour évaluer numériquement le terme $\frac{\vec{I} \cdot \vec{j}}{\mathfrak{S}^{(2)}}$, on choisit le spin du noyau \vec{I} le même pour tous, $I=13/2$. La valeur de \vec{j} est dictée par l'orbitale sur laquelle se trouvent le ou les nucléons de valence, nous reviendrons par la suite sur l'explication du choix des orbitales. Les moments d'inertie sont assimilés au moment d'inertie dynamique $\mathfrak{S}^{(2)}$ calculés à l'aide de la formule expérimentale $\mathfrak{S}^{(2)} = 4/\Delta E_\gamma$ où ΔE_γ est la différence d'énergie entre deux transitions consécutives E2 de la bande. Nous observons un facteur 5 entre l'intensité de la force de Coriolis dans les noyaux faiblement déformés et les isotopes superdéformés. Nous verrons que dans le cas des isotopes de cadmium, la force de Coriolis pilote le comportement des nucléons de valence, alors qu'elle joue un rôle beaucoup plus modéré dans les noyaux de plomb superdéformés.

Noyau	$\mathfrak{S}^{(2)}$ ($\hbar^2 \text{MeV}^{-1}$)	\vec{j}	$\frac{\vec{I} \cdot \vec{j}}{\mathfrak{S}^{(2)}}$
^{113}Cd	14	11/2	2.5
^{197}Pb	100	15/2	0.48
^{197}Pb	100	9/2	0.29

TAB. I.1: *Application numérique donnant un ordre de grandeur relatif de la valeur du terme de Coriolis pour différents noyaux. On constate aisément que pour une faible déformation (noyaux de cadmium), la force de Coriolis est grande, alors qu'elle est plus modérée lorsque le moment d'inertie est grand (noyaux de plomb superdéformés).*

L'ensemble des deux régions de masse, celles des noyaux de cadmium et de plomb, constitue un laboratoire privilégié pour étudier les effets de Coriolis. Parallèlement, dans la région des noyaux superdéformés de plomb, des orbitales de grand et petit j cohabitent, nous pourrions ainsi suivre les effets de Coriolis suivant cette variable.

D'un point de vue théorique, nous mettrons en œuvre des calculs auto-cohérents de type champ moyen, dans le cadre d'une approche complètement microscopique. La force de Coriolis sera explicitée à l'échelle quantique dans le cadre de deux modèles : le modèle Rotor-Plus-Particule et le modèle du "Cranking".

Pour entreprendre ces études, il est nécessaire d'avoir des conditions expérimentales optimales. Le chapitre suivant est consacré à la description des multidétecteurs γ très puissants tels que EUROGAM puis EUROBALL, ainsi que les méthodes d'analyse associées nécessaires pour l'étude de la structure nucléaire actuelle.

Chapitre II

Multidétecteurs γ et techniques d'analyse

II.1 Introduction

Afin d'étudier les effets de la force de Coriolis au niveau microscopique, il est nécessaire de produire le noyau avec une vitesse de rotation élevée. Le noyau ainsi produit dans des états de haut spin se désexcite en émettant une cascade de rayonnements γ qui sont autant de messages qu'il faut déchiffrer pour obtenir des informations sur la structure du noyau en rotation telles que sa déformation, son comportement collectif, etc... On comprend qu'il soit nécessaire de détecter, avec la meilleure précision possible, un maximum de rayonnements en coïncidence. Ceci a été réalisable grâce à l'avènement des multidétecteurs γ .

Depuis les années 60, les performances des multidétecteurs n'ont cessé de croître, repoussant sans cesse les limites d'observation, permettant ainsi la découverte de phénomènes nouveaux, d'intensité très faible, tels que par exemple la superdéformation.

L'étude des états de haut spin débuta grâce à l'utilisation des réactions d'ions lourds. Les premières bandes rotationnelles, caractérisées par une succession régulière de transitions γ qu'émet un noyau en rotation, ont été observées en 1962 [14], au moyen de détecteurs NaI(Tl). Malgré leur faible résolution (90 keV pour une transition de 1332 keV), ces détecteurs furent les outils pionniers en matière de spectroscopie γ . Dès le début des années 1970, le type de détecteur adopté fut le détecteur germanium hyper pur (Ge), possédant une résolution bien meilleure (2 keV pour une transition de 1332 keV). L'avancée de la structure nucléaire prit un nouvel essor dans les années 1980, en associant plusieurs détecteurs Ge pour former TESSA 1 (4 détecteurs), marquant ainsi le début des études en coïncidence. De 1985 à 1990, la collaboration française utilisa le Château de Cristal [15], constitué de 12 détecteurs Ge et de 26 compteurs BaF₂.

Dans le but de pallier aux inconvénients des détecteurs germanium, à savoir une diffusion Compton importante, les cristaux ont été entourés de scintillateurs BGO, ou germanate de bismuth ($Bi_4Ge_3O_{12}$). Ces scintillateurs servent de *veto*-Compton, comme nous le verrons au cours de ce chapitre. TESSA 3, premier multidétecteur ainsi constitué [16], permit l'observation de la première bande superdéformée [1] à haut spin en 1986 dans l'isotope ^{152}Dy . La découverte de ce phénomène ouvrait de nouveaux horizons à la structure nucléaire, tant en développement de modèles théoriques qu'en observations expérimentales.

A partir de là, de nouveaux multidétecteurs γ ont été développés, avec à chaque phase une résolution accrue et une meilleure efficacité de détection.

En 1989, une collaboration franco-britannique (CRN-Strasbourg, CENBG-Bordeaux, ISN-Grenoble, IPN-Lyon, IPN-Orsay, CSNSM-Orsay, Laboratoire de Daresbury, Université de Liverpool, Université de Manchester, Université de York) conçut et développa EUROGAM I [17], l'un des spectromètres les plus performants au monde. De 1994 à 1996, EUROGAM II, composé d'un nouveau type de détecteur, les "trèfles" ou "clovers", faisait campagne à Strasbourg. Lors de la phase suivante, la collaboration s'est étendue à l'Allemagne, l'Italie, la Suède et le Danemark. En 1997, EUROBALL III était alors installé en Italie, au "Laboratori Nazionali di Legnaro" (LNL) et comprenait 239 cristaux de germanium. Le multidétecteur EUROBALL IV, opérationnel depuis juillet 1999, fonctionne actuellement à l'IReS (Strasbourg). Sa géométrie se constitue, en plus des 239 cristaux de germanium, d'une boule interne, destinée à couvrir un angle solide très grand.

Au cours de la phase EUROGAM II, les américains se lancèrent également dans la course aux hauts spins et mirent au point GAMMASPHERE [18], constitué de 110 détecteurs de germanium tronconiques. EUROBALL IV et GAMMASPHERE sont actuellement les deux spectromètres γ les plus puissants au monde.

Les différentes phases du multidétecteur européen ainsi que leurs caractéristiques et les types de détecteurs qui le composent seront décrits lors de la première partie de ce chapitre. Pour traiter les flots de données collectées dans des proportions de plus en plus gigantesques, et y trouver des événements de faible intensité, de nouvelles techniques d'analyse ont dû être développées, notamment pour traiter les événements en coïncidence, ce sera l'objet de la seconde partie. Enfin, la méthode des corrélations angulaires pour la détermination des spins sera rappelée.

II.2 Les multidétecteurs

II.2.1 Rappels sur le principe de détection γ

Comme nous venons de l'énoncer, la spectroscopie γ consiste dans un premier temps à détecter les rayonnements γ issus de la désexcitation des noyaux. La détection de ces rayonnements électromagnétiques se fait dans des cristaux semi-conducteurs. Dans la gamme d'énergies qui nous intéresse, soit entre 100 et 4000 keV, les modes d'interactions entre les photons et la matière dans laquelle ils pénètrent sont au nombre de trois.

⊙ L'interaction photoélectrique : le photon incident transfère toute son énergie à un électron. Ce processus est l'idéal pour la détection dans un cristal de germanium, puisqu'on détecte les charges induites, et que dans ce cas l'événement contient toute l'énergie du photon.

⊙ L'interaction Compton : le photon incident diffuse sur un électron peu lié voire libre, lui transférant donc une part de son énergie seulement. Le photon repart avec une énergie E'_γ dans la direction θ , donnée en fonction de l'énergie initiale E_γ^0 par :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma^0}{1 + \frac{E_\gamma^0}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (\text{II.1})$$

⊙ L'effet de création de paires : cet effet n'est prédominant qu'à très haute énergie. Le photon incident se matérialise en une paire électron-positron. Ceci ne se produit que si le photon incident possède au minimum une énergie de 1.022 MeV. Il est de plus nécessaire que la création de paires ait lieu à proximité d'un noyau.

Les transitions γ que nous allons étudier sont détectées dans des cristaux, agencés en plusieurs géométries, cristaux qui sont de taille finie. Ainsi, lorsque le rayonnement incident effectue un effet Compton ou un effet de création de paires, l'information en énergie est inutilisable si le photon diffusé sort du cristal. Pour récupérer toute l'information en énergie du photon incident, il faut que le photon diffusé dépose toute son énergie, soit par effet photoélectrique soit par ionisations successives. Aux énergies qui nous intéressent, c'est malheureusement l'effet Compton qui prédomine [19]. Nous verrons ainsi que les détecteurs sont entourés de compteurs BGO pour réduire le bruit de fond induit par l'effet Compton.

II.2.2 Caractéristiques des cristaux de germanium

Les cristaux sont composés de germanium hyper pur. Ce sont des matériaux semi-conducteurs. Le détecteur se constitue d'une jonction p-n polarisée en inverse. Le photon incident interagit selon l'un des trois processus décrits précédemment (§II.2.1). La charge

induite est collectée sur les électrodes, fournissant un signal proportionnel au nombre de paires électrons-trous formées. On utilise du germanium hyper pur, contenant le moins d'impuretés possibles. Ainsi, les champs électriques appliqués sont très grands, en évitant les claquages. Dans ce type de cristaux, l'énergie thermique peut être suffisante pour qu'un électron passe de la bande de valence à la bande de conduction. Les détecteurs sont par conséquent refroidis à l'azote liquide.

Ces cristaux de germanium ont été choisis pour composer les multidétecteurs car ils présentent de nombreuses qualités de détection.

a) Efficacité de détection

On distingue deux efficacités.

L'efficacité intrinsèque ε_{int} du détecteur, définissant la fraction de photons détectés (N_{det}) dans le détecteur par rapport au nombre total de transitions γ émises par la source (N_{emis}), est donnée, en fonction de Ω l'angle solide du détecteur, par :

$$\varepsilon_{int} = \frac{N_{det}}{N_{emis} \cdot \Omega} \quad (II.2)$$

On définit également l'efficacité ε_{pho} photopic comme le rapport entre le nombre de photons ayant déposé toute leur énergie dans le cristal ($N_{photopic}$) et le nombre de γ émis

$$\varepsilon_{pho} = \frac{N_{photopic}}{N_{emis} \cdot \Omega} \quad (II.3)$$

Les valeurs numériques des efficacités seront données au cours du paragraphe II.2.4 pour les différentes géométries des multidétecteurs.

Signalons que les efficacités données pour les différents types de détecteurs individuels sont relatives à celles d'un rayonnement γ de 1.332 MeV détecté dans un détecteur NaI de dimension $3' \times 3'$ placé à 25 cm de la source.

b) Résolution en énergie

La résolution d'un détecteur est caractérisée par la largeur à mi-hauteur du pic obtenu pour un rayonnement donné. Pour une mesure précise de l'énergie d'un rayonnement γ , la résolution d'un détecteur doit donc être la plus petite possible. Un détecteur Ge possède une résolution intrinsèque de l'ordre de 2 keV pour la raie à 1.332 MeV de la source ^{60}Co .

Cette bonne résolution est, lors d'une expérience, dégradée par plusieurs facteurs. Outre la résolution intrinsèque du détecteur et la contribution de la chaîne électronique de détection, il faut prendre en compte la cinématique des noyaux produits par réactions d'ions lourds, et notamment l'effet Doppler.

Les noyaux sont produits avec une vitesse de l'ordre de 2 à 5% de la vitesse de la lumière. Lorsqu'un photon est émis par un noyau se déplaçant à la vitesse de recul v_R , son énergie mesurée (E_γ) dans un détecteur situé à un angle θ par rapport à la direction du faisceau diffère de l'énergie réelle (E_0) selon la relation (II.4) :

$$E_\gamma(\theta) = E_0 \left(1 + \frac{v_R}{c} \cos \theta\right) \quad (\text{II.4})$$

Les raies sont donc déplacées en énergie. Le déplacement Doppler est maximal dans les détecteurs situés autour de 0° et 180° par rapport à l'axe du faisceau. Cet effet peut être réduit en choisissant une cible suffisamment épaisse pour arrêter les noyaux de recul, qui émettent alors leurs transitions de désexcitation à l'arrêt. Pour les expériences réalisées en cible mince, il est possible de corriger les spectres de l'effet Doppler au niveau de l'analyse "soft".

Les détecteurs Ge ne sont pas ponctuels et leur ouverture angulaire induit un élargissement Doppler, détériorant la résolution intrinsèque. Il est donné par l'expression suivante :

$$\Delta E_\gamma = E_0 \beta \int_{\theta-\Delta\theta}^{\theta+\Delta\theta} \sin \theta d\theta \quad (\text{II.5})$$

où $\Delta\theta$ est le demi-angle d'ouverture du détecteur et $\beta = v_R/c$. Cet effet prédomine pour les cristaux situés à 90° par rapport à la direction du faisceau, il faut donc diminuer l'angle solide d'ouverture de ces détecteurs. Nous verrons que la solution proposée a été le regroupement de petits cristaux.

Compte tenu de tous ces facteurs, les pics mesurés sous faisceau ont typiquement une résolution de 4 à 8 keV pour une énergie de 1000-1550 keV.

c) Détecteur Ge avec anti-Compton

Comme nous l'avons déjà dit, les rayonnements γ que nous allons étudier se situent aux énergies subissant un important effet Compton. Si le rayonnement γ diffusé reste dans le cristal, il aura déposé toute son énergie, l'énergie que l'on détecte est alors celle recherchée. Si ce rayonnement γ s'échappe du cristal, cet événement contribue au bruit de fond, le fond Compton. Notons que l'on cherche des phénomènes d'intensité faible, il faut donc réduire le fond au maximum.

Dans ce but, les détecteurs Ge sont entourés d'une enceinte BGO. Rappelons brièvement qu'un détecteur BGO, constitué de germanate de bismuth ($Bi_4Ge_3O_{12}$), est un scintillateur. L'énergie des rayonnements γ incidents est convertie en lumière. La lumière émise est transformée par un photomultiplicateur en signal électrique. Ce type de détecteur possède une très grande efficacité photopique (l'efficacité photopique étant définie comme

la fraction des photons ayant déposé toute leur énergie dans le détecteur). Leur inconvénient majeur est cependant de posséder une très mauvaise résolution. Dans notre cas, leur utilisation n'implique pas de mesurer avec précision l'énergie qu'ils détectent. En effet, dès qu'un rayonnement γ est détecté dans un BGO, c'est signe qu'il a diffusé à l'extérieur du cristal Ge, l'événement est alors rejeté par l'électronique. Ce sont des détecteurs qui fonctionnent en mode *veto*. Notons qu'il est indispensable que les BGO ne soient pas en vue directe de la cible, c'est la raison pour laquelle on utilise pour les cristaux de Ge des collimateurs masquant les BGO.

En couplant les deux types de détecteurs, on obtient des spectres de bonne qualité, comme nous le verrons par la suite. Ceci est quantifié par le rapport pic sur total (P/T), qui permet d'évaluer l'importance du fond par rapport aux bons événements contenus dans les "pics" :

$$P/T = \frac{N_{pic}}{N_{total}} \quad (II.6)$$

Il a été montré que ce rapport est considérablement augmenté grâce à la réjection Compton. Pour un détecteur Ge tronconique seul, ce rapport vaut approximativement 0.2. Ce même cristal entouré d'un filtre BGO fournit un rapport pic sur total de 0.5-0.6.

Malgré les compteurs BGO, deux effets détériorent le rapport pic sur total. Le premier est dû aux neutrons émis en grand nombre, qui interagissent avec les détecteurs, par une réaction de type $n \rightarrow n' + \gamma$. Le second effet est plutôt lié aux conditions expérimentales, que nous allons voir maintenant.

II.2.3 Caractéristiques d'un multidétecteur

Pour étudier la désexcitation d'un noyau, qui émet une longue cascade de transitions γ , de multiplicité élevée, le système de détection se doit d'être performant et d'être capable de détecter un grand nombre de rayonnements γ émis dans un laps de temps très court. Etant donnée la limitation physique imposée par les détecteurs et leur électronique associée, les rayonnements γ seront vus comme arrivant en même temps dans le détecteur, c'est ce qu'on appelle la coïncidence. Typiquement, cette fenêtre en temps est de l'ordre de 50 à 100 nanosecondes pour les γ prompts. Si on couple un grand nombre de détecteurs, fonctionnant en même temps, avec une électronique et un système d'acquisition communs, on obtient un outil de détection très puissant, un multidétecteur. Un tel système de détection offre la possibilité d'étudier les phénomènes les plus intenses comme les plus faibles, et d'avoir accès aux événements de haut "fold" caractéristiques des bandes superdéformées. Rappelons que la multiplicité est définie par le nombre de transitions γ émises lors de la désexcitation du noyau et que le "fold" est le nombre de ces transitions

γ que l'on détecte pendant la fenêtre de coïncidence imposée par le système d'acquisition et l'expérimentateur.

Un multidétecteur performant doit réunir de nombreuses qualités, et notamment disposer d'une bonne efficacité de détection et d'une grande granularité.

L'efficacité totale du multidétecteur est fonction du nombre total de cristaux de germanium et de leurs efficacités individuelles décrites précédemment (§II.2.2a). Elle est dégradée par les effets d'empilement. En effet, lors de la détection d'une cascade de M photons, il se peut qu'un détecteur soit touché par plusieurs rayonnements γ ou par des neutrons, ce qui contribue au bruit de fond. Cette probabilité est liée à l'angle solide du détecteur (Ω), à son efficacité absolue (ε_{abs}) et à la multiplicité de la cascade (M_γ). La probabilité pour que seul un γ pénètre dans un détecteur vaut :

$$p_\gamma = (1 - \varepsilon_{abs}\Omega)^{M_\gamma - 1 + M_n} \quad (\text{II.7})$$

où M_n est la multiplicité des neutrons.

Pour observer des phénomènes de faible intensité comme nous aurons à le faire, l'efficacité globale doit être maximisée. Pour ce faire, on doit augmenter le nombre de détecteurs et couvrir un angle solide maximum par le système de détection tout en conservant une grande granularité, c'est-à-dire des cristaux de petite taille pour diminuer les effets d'empilement et l'élargissement Doppler.

On définit enfin le pouvoir de résolution. Le pouvoir de résolution R mesure la capacité d'un multidétecteur à isoler une transition ou une cascade de raies γ dans un spectre complexe pouvant contenir plusieurs séquences du même type. Pour une bande rotationnelle, il est défini par [20] :

$$R = \left(\frac{SE_\gamma}{\Delta E_\gamma} \right) P/T \quad (\text{II.8})$$

où SE_γ est l'espacement moyen en énergie entre deux transitions γ d'une bande à isoler, ΔE_γ la résolution pour un pic d'énergie E_γ sous faisceau et P/T le rapport Pic sur Total défini auparavant. Le pouvoir de résolution sera d'autant meilleur que la résolution sera petite et le rapport P/T grand.

Nous venons de voir les différentes caractéristiques constituant le cahier des charges bien précis que doit satisfaire un multidétecteur γ . Les détecteurs choisis en germanium hyper pur pour leur bonne résolution assurent une grande précision de la mesure de l'énergie. Ils sont entourés de compteurs BGO, destinés à supprimer le fond Compton

pour améliorer considérablement le rapport pic sur total. Nous allons voir que les efforts se sont concentrés ces dernières années sur l'augmentation de l'efficacité globale et le pouvoir de résolution. De plus, la granularité a pu être optimisée grâce aux détecteurs composites.

II.2.4 Evolution des dispositifs expérimentaux

a) EUROGAM II

Faisant suite au premier multidétecteur européen EUROGAM I, composé de 45 détecteurs Ge gros volume ou "tapered", d'efficacité relative égale à 70%, EUROGAM II présentait une nouvelle caractéristique, celle de comporter des détecteurs composites, les détecteurs "trèfles". Comme nous l'avons exposé au cours du paragraphe précédent, les propriétés de détection sont améliorées si on diminue la taille des cristaux de germanium (diminution de l'effet d'empilement et réduction du fond Compton).

\hookrightarrow les "clovers"

Les détecteurs "clovers" [21] sont constitués de quatre diodes de germanium (de diamètre 5 cm, de longueur 7 cm), comme l'illustre la Figure II.1. Les quatre cristaux se situent dans un même cryostat et chaque cristal possède une efficacité relative de 20%. Pour chaque "clover", un ensemble de seize cristaux de BGO entourant le "clover" assurent la réjection Compton. L'électronique associée à ce type de détecteur permet d'obtenir l'énergie déposée cristal par cristal aussi bien que l'énergie totale déposée dans l'ensemble composite. Les techniques d'analyse utilisées pour traiter les événements, et notamment celles permettant de considérer la diffusion d'un γ depuis un cristal vers un autre, qui constituent l'"add-back", seront exposées plus loin (§II.3.2). La grande avancée de ce type de détecteur est de gagner en efficacité, grâce aux quatre diodes indépendantes, et d'avoir également accès à l'énergie totale du photon en reconstituant la diffusion Compton d'un cristal vers un autre. Le système de sommation conduit à une efficacité relative totale pour le "clover" d'approximativement 130%.

De plus, de par son angle solide individuel plus petit qu'un détecteur gros volume, un "clover" présente le grand avantage de réduire l'élargissement des pics dû à l'effet Doppler (§II.2.2 b). C'est principalement pour cette raison que les détecteurs composites ont été développés. Les détecteurs "clovers" présentent également l'avantage de pouvoir être utilisés comme polarimètre Compton.

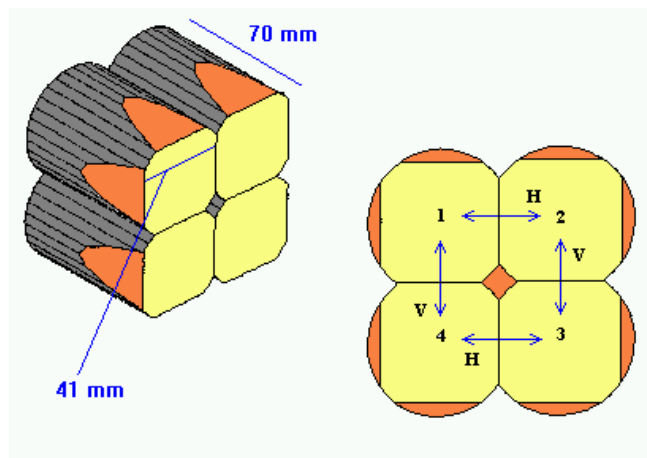


FIG. II.1: Schéma d'un détecteur de type "clover".

↪ le multidétecteur

EUROGAM II était composé de quatre couronnes de Ge gros volume de la phase I, soit respectivement cinq détecteurs à $22,4^\circ$, dix à $46,4^\circ$, dix à $133,6^\circ$ et cinq à $157,6^\circ$. Les 24 détecteurs composites étaient placés en deux couronnes autour de 90° . Comme leur faible angle solide individuel permet de réduire l'élargissement Doppler, et que ce dernier est maximal autour de 90° , il est judicieux de placer les "clovers" à ces angles. L'efficacité absolue photopique totale de EUROGAM II était de l'ordre de 7.4%. Notons que ce multidétecteur à géométrie très symétrique présentait un avantage pour les mesures d'anisotropie γ pour déterminer les spins ainsi que pour les mesures de vies moyennes par effet Doppler (DSAM).

b) EUROBALL III

Pour la phase faisant suite à EUROGAM II, les efforts se sont concentrés sur l'augmentation de la granularité des détecteurs. Un nouveau type de détecteur composite a ainsi été développé : les détecteurs "bouquets" ou "clusters".

↪ les "clusters"

La dernière génération de détecteurs composites, développée conjointement par l'Université de Cologne, KFA Jülich et la société Eurisys Mesures à Strasbourg, est un ensemble de sept cristaux, les détecteurs "clusters". La Figure II.2 présente la schématisation des sept cristaux, montés dans le même cryostat. L'efficacité relative individuelle d'une diode

est d'approximativement 60%.

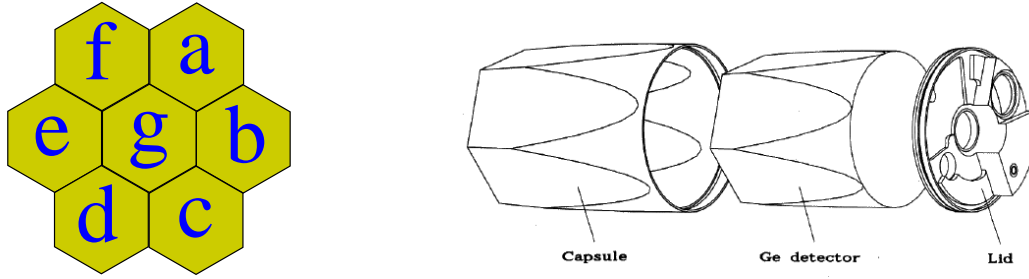


FIG. II.2: Vue de face des 7 cristaux (à gauche), et représentation schématique d'une capsule de "cluster" à section hexagonale (à droite).

Contrairement au "clover", chaque pétale de "cluster" est alimenté de manière indépendante. Le traitement des événements collectés dans un tel détecteur sera présenté dans une partie ultérieure, qui décrira l'"add-back" en détail. Chaque détecteur "cluster" est entouré d'une enceinte anti-Compton, constituée par 18 scintillateurs BGO. Cet ensemble de détection possède une grande granularité et, lorsque l'"add-back" est réalisé, on obtient une efficacité totale de 595%. Signalons toutefois que ce type de détecteurs présente certains inconvénients. Outre le problème du traitement de la sommation des signaux entre les cristaux, le cristal central joue un rôle primordial, et lorsqu'il est endommagé, l'efficacité du détecteur chute alors de façon conséquente.

↪ le multidétecteur

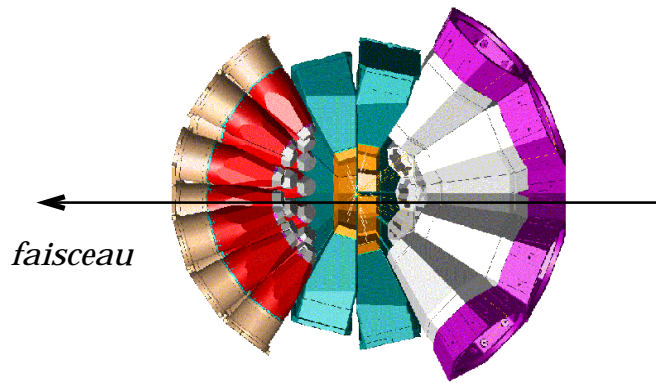


FIG. II.3: Schéma du multidétecteur EUROBALL III. Le faisceau arrive par la droite. À l'avant se situent les 30 détecteurs gros volume de la phase I, autour de 90° on trouve les 26 "clovers" de la phase II, et à l'arrière, le nouveau type de détecteur composite développé pour cette phase, les 15 "clusters".

La grande avancée du multidétecteur EUROBALL sur la phase précédente consistait donc en l'utilisation des détecteurs "clusters". Un schéma est présenté Figure II.3. A l'avant, 30 détecteurs gros volume de la phase I étaient répartis en 3 couronnes (5 à 18° , 10 à 28° et 15 à 52°). A 90° se situaient les détecteurs "clovers", au nombre de 26, répartis sur deux couronnes à 77° et 103° . Enfin, à l'arrière par rapport au sens du faisceau, 15 "clusters" étaient répartis sur 3 anneaux, à 130° , 137° et 157° . Au total, EUROBALL contenait donc 239 cristaux de germanium, lui conférant ainsi une efficacité absolue totale de plus de 8%.

c) EUROBALL IV

La configuration actuellement en fonctionnement auprès de l'accélérateur VIVITRON à Strasbourg comporte une boule interne. EUROBALL IV est en effet constitué, en plus des 239 détecteurs – dans la même géométrie que EUROBALL III – de 210 cristaux de BGO, l'INNERBALL [22]. Une photographie, présentée Figure II.4, montre ces détecteurs BGO. L'angle solide couvert par l'ensemble des détecteurs est ainsi très proche de 4π .

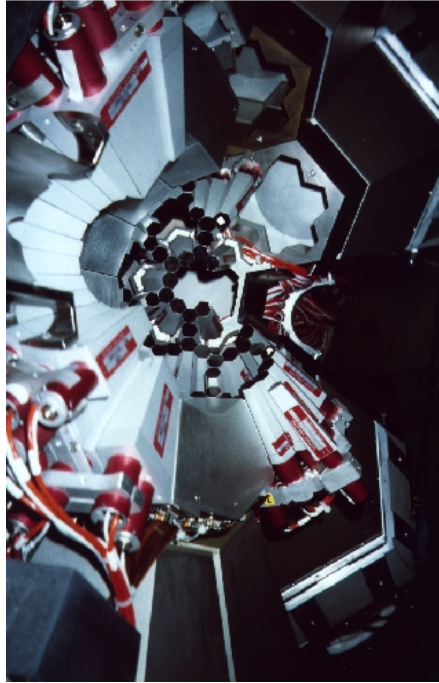


FIG. II.4: Photographie d'une partie interne du multidétecteur EUROBALL IV. On observe notamment les détecteurs BGO de la boule interne.

Grâce à cette boule interne, on peut mesurer l'énergie totale émise par le noyau et la multiplicité de la cascade γ émise. La sélectivité du multidétecteur est ainsi accrue, une voie de réaction particulière peut être isolée. La boule interne permet en effet de

gagner environ un facteur 10 par rapport à EUROBALL III. La limite d'observation en pourcentage de voie de réaction est en effet repoussée à environ 5.10^{-6} . Cette limite d'observation α_0 est définie selon la relation suivante :

$$\left(\frac{N_p}{N_f}\right)_F = \alpha_0 R_0 (0.76R)^F \quad (\text{II.9})$$

où $\left(\frac{N_p}{N_f}\right)_F$ est le rapport pic sur fond d'un spectre avec $F - 1$ critères de sélection et R le pouvoir de résolution. R_0 est le facteur de réduction de fond lié à la boule interne.

La boule interne est constituée de trois parties. La partie tronconique comprend 55 détecteurs BGO, de forme trapézoïdale. La section "clover" est formée de 26 détecteurs, collimateurs actifs, chacun contenant 5 cristaux formant un E autour des détecteurs germanium "clovers". A l'arrière, les 80 BGO "clusters" sont de forme hexagonale.

Pour obtenir une mesure correcte des énergies, il est nécessaire que la boule interne possède une grande efficacité de détection, une bonne granularité et couvre le plus grand angle possible. C'est pour leur grande efficacité photopie totale que les détecteurs ont été choisis en germanate de bismuth.

La mesure du "fold" d'un événement se fait en sommant le nombre de transitions γ détectés dans la boule interne en coïncidence avec les détecteurs germanium. De même, l'énergie somme est égale à la somme de toutes les énergies déposées dans les détecteurs germanium (voie 20 MeV), la boule interne et les enceintes anti-Compton. Comme nous le verrons au cours du chapitre IV, à partir de ces données, une matrice (énergie somme, multiplicité) doit permettre de sélectionner une voie de réaction déterminée.

Le multidétecteur EUROBALL IV peut fonctionner avec des détecteurs additionnels tels que le mur de neutrons [23], le RFD [24] [25] [26] qui détecte les fragments de recul, SAPHIR [27] employé pour identifier des fragments de fission, DIAMANT [28], détecteur de particules chargées légères, le PPAC [29], destiné à détecter les ions lourds, etc...

d) Et après ?

Alors que la campagne EUROBALL IV bat son plein, déjà les projets pour aller au-delà fusent. De nombreux développements techniques sont en cours pour réaliser une boule complète de germanium. Ces détecteurs seront basés sur la technique dite du "tracking", il sera possible de suivre la trajectoire de chaque photon à la trace et de reconstruire son énergie. La résolution offerte par les détecteurs germanium hautement segmentés sera de l'ordre de 2 keV pour une transition γ de 1 MeV [30].

Plusieurs laboratoires européens unissent leur force à l'aide du programme TMR (Training and Mobility of Researchers). D'autres projets, tels que MARS et GRETA, sont également en cours, menés, respectivement, par les italiens et les américains. Les limites

de l'observation seront encore repoussées, ouvrant des nouveaux champs d'investigation pour une connaissance plus avancée de la structure du noyau et de l'interaction qui lie les nucléons.

II.2.5 Chaîne électronique et système d'acquisition

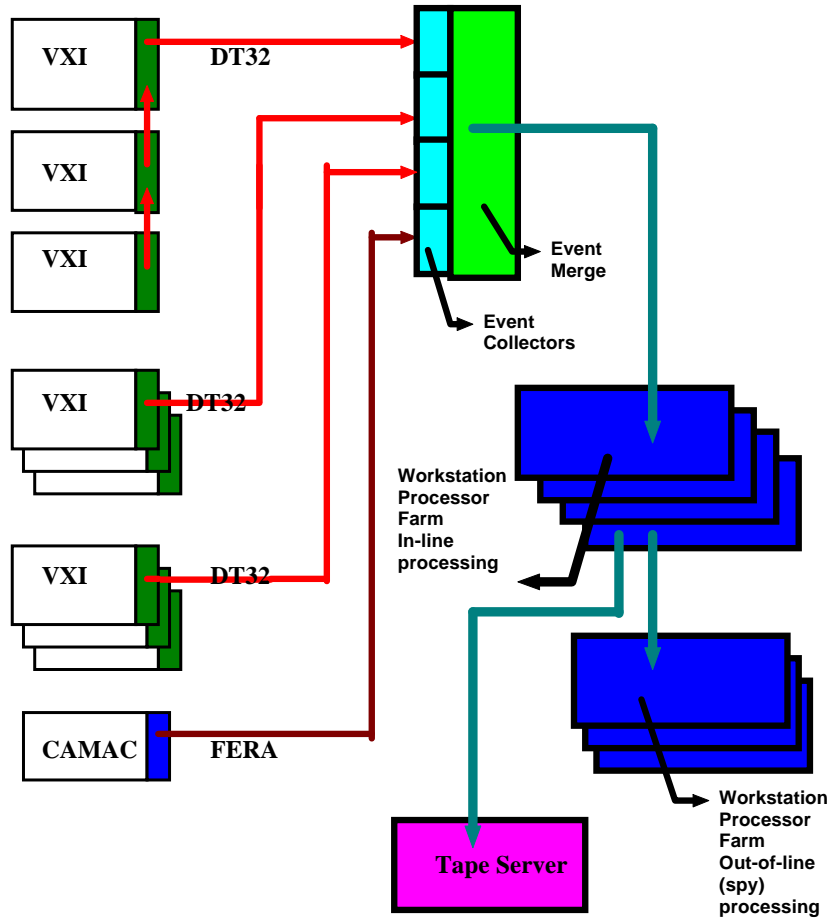
Comme nous venons de le voir de nombreux efforts se sont concentrés sur les développements de détecteurs pour améliorer la qualité de détection des photons. Parallèlement l'électronique associée a dû également être perfectionnée pour traiter les flots d'informations en énergie et en temps provenant des 239 détecteurs germanium, des BGO de la boule interne et d'effectuer le *veto* Compton donné par les enceintes BGO.

D'importants dispositifs ont, dès le début d'EUROGAM, été mis en œuvre pour construire une électronique intégrée. Ainsi, la partie acquisition de données a été développée dans le standard VME (Versa Modula Eurocard), l'électronique quant à elle est gérée par des cartes VXI (VME eXtension for Instrumentation). Décrivons brièvement maintenant l'électronique associée à EUROBALL IV.

Les signaux issus d'un cristal de germanium sont envoyés vers une carte VXI. Chaque carte VXI peut traiter les voies électroniques de plusieurs détecteurs. Trois informations par détecteur sont délivrées, l'énergie sur une gamme de 0 à 4 MeV, celle codée sur 20 MeV et le temps. Les signaux énergie sont amplifiés, mis en forme, puis convertis sous forme numérique par des ADC. Le signal temps est amplifié, puis envoyé vers un CFD (Discriminateur à Fraction Constante). C'est à ce niveau que s'effectue la réjection Compton. Le signal est ensuite codé par un ADC.

L'électronique du multidétecteur se décompose comme suit.

- Les signaux issus des 30 détecteurs germanium gros volume sont traités par 6 cartes VXI, chaque carte pouvant contenir 6 détecteurs. Chaque cristal est entouré d'une ceinture de 10 BGO, 6 cartes VXI sont donc dédiées à recueillir l'énergie somme détectée dans les BGO. On dispose également du "pattern". Rappelons que le "pattern" est une donnée codifiée qui permet d'identifier quel BGO sur les 10 a été touché par le γ diffusé.
- Concernant les "clovers", on dispose d'une carte VXI par ensemble "clover" plus ses BGO. On peut ainsi traiter à la fois les signaux provenant des 4 feuilles du "clover" (toujours deux énergies et un temps) et les 16 signaux provenant des anti-Compton l'entourant (énergie somme et pattern). 26 cartes sont donc en fonctionnement pour les 26 "clovers".
- Les signaux des 15 "clusters" se répartissent en 15 cartes VXI. Chaque carte possède 8 voies, pour recueillir les 7 cristaux du "cluster" (et une voie de rechange, encore appelée voie "spare"). Les cartes VXI pour le signal des 18 BGO par "cluster" sont au nombre de 15 également.



Simplified Diagram of the Euroball Data Acquisition System

FIG. II.5: Représentation schématique de l'électronique associée au multidétecteur EURO-BALL IV [31].

- Pour les 210 scintillateurs BGO de la boule interne, 3 voies VXI traitent de la partie avant, 7 pour les "clovers" et 2 pour la partie "clusters". Les informations codées étaient, dans notre cas, l'énergie somme et la multiplicité totale.

L'acquisition d'EUROBALL est ainsi constituée de 9 châssis VXI, rassemblant les cartes énumérées ci-dessus. Chaque châssis comprend en outre 1 carte de contrôle ("Resource Manager") et une carte "ROCO" (ReadOut COntroller) pour gérer le flux de données au niveau du châssis avant de les envoyer dans les trois "Event Collectors". Les données sont ensuite renvoyées vers la ferme de stations d'acquisition, pour reconstruire les événements dans l'"Event Builder". A ce niveau, des spectres bruts sont construits par l'"Histogrammer", afin de permettre à l'expérimentateur de contrôler le bon déroulement de l'expérience depuis un terminal.

Le déclenchement final est donné (ou non) sur ordre du "Master Trigger", la carte qui gère l'ensemble du multidétecteur. Il reçoit les signaux des trois baies VXI (regroupant les 9 châssis), et additionne les données en deux signaux "sumbus" : le sumbus1 correspondant au nombre de voies germanium touchées et le sumbus2 pour le nombre de voies de la boule interne touchées. Si les conditions de multiplicité imposées par l'expérimentateur sont vérifiées, l'événement est accepté, le "Master Trigger" lance un signal ("fast trigger") aux "local trigger" de chacune des cartes, le codage de l'événement est lancé. Les données d'une expérience sont écrites via le "Tape-Server" sur cassettes DLT, chacune pouvant stocker jusqu'à 70 Giga-Octets. Notons qu'on peut fonctionner en deux modes d'écriture. En mode "reject", le codage d'un signal germanium est stoppé dès qu'un BGO anti-Compton est touché. On peut également choisir d'écrire les informations germanium et BGO même s'il y a eu diffusion Compton, c'est le mode "mark". Ce dernier présente cependant l'inconvénient d'augmenter considérablement le flot de données écrites et par la même occasion le temps mort du système.

Un schéma récapitulatif de l'électronique associée à EUROBALL IV est présenté Figure II.5. Notons que la partie CAMAC est l'électronique à monter pour tout usage éventuel de détecteur additionnel.

La partie collection des données étant achevée, il reste à mettre en forme ces événements γ pour les rendre plus visuels et pouvoir exploiter les résultats physiques qu'ils contiennent.

II.3 Techniques d'analyse en coïncidence

Un grand nombre de rayonnements γ émanant d'une cascade de forte multiplicité sont détectés comme arrivant en coïncidence dans les détecteurs. Avant d'exploiter cette donnée expérimentale, et d'entreprendre la construction de spectres, un traitement préalable est nécessaire.

II.3.1 Pré-traitement des données collectées

La première partie de l'analyse consiste à aligner les détecteurs en énergie et en temps. En effet, l'information brute collectée à l'issue de la chaîne électronique présentée précédemment (voir §II.2.5) n'est pas calibrée précisément et il faut ajuster tous les gains de tous les détecteurs pour qu'ils fournissent la même correspondance canal-énergie, ceci au moyen de données collectées en source. Il faut également vérifier les dérives des détecteurs dues aux instabilités électroniques. La calibration sous faisceau consiste ensuite en une éventuelle correction du déplacement Doppler.

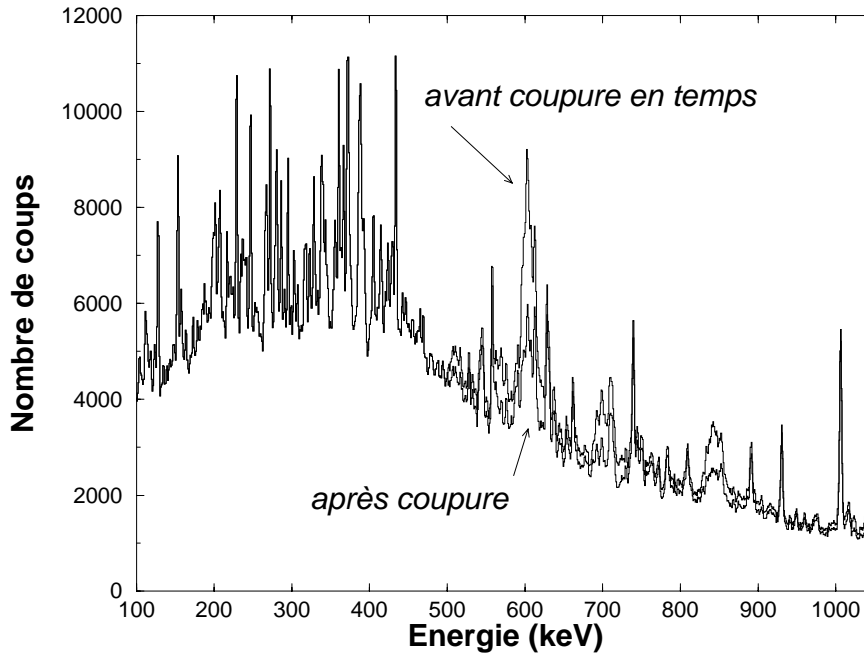


FIG. II.6: Illustration des effets d'une coupure en temps sur les données. Grâce à cette condition, on élimine les transitions γ retardées et les neutrons.

Une fois toutes les informations en temps de tous les détecteurs alignés, on appose souvent une coupure en temps. En effet, les transitions γ qui nous intéressent sont les rayonnements γ prompts, émis dans un temps très court après la formation des noyaux. Il faut donc éliminer les rayonnements γ retardés, ceux issus des états isomériques et des

neutrons. Comme nous l'avons déjà vu, les neutrons produits lors des réactions nucléaires diffusent de manière inélastique $n \rightarrow n' + \gamma$. Ces rayonnements γ polluent également fortement les spectres. Ils sont éliminés en réalisant une coupure en temps, au moyen d'un spectre bi-dimensionnel (Energie, TAC), TAC étant l'information en temps. Les spectres représentés Figure II.6 illustrent le résultat d'une coupure en temps adaptée. Les bosses neutrons vers 600 et 850 keV se trouvent fortement diminuées, tandis que les événements correspondants aux rayonnements γ prompts restent inchangés.

Lorsque toutes ces opérations sont effectuées, les données sont compactées, en ne gardant que les informations suivantes : multiplicité de l'événement, énergie et numéro de détecteur touché, en vue d'effectuer des corrélations angulaires. L'information issue des détecteurs composites subit un traitement particulier de reconstruction, c'est l'"add-back", que nous exposons maintenant.

II.3.2 Reconstruction des énergies pour les détecteurs composites

Les détecteurs "trèfles" et "bouquets" sont composés respectivement de 4 et 7 cristaux de germanium. Il existe plusieurs scénarios pour un photon incident. Soit il dépose toute son énergie dans l'une des feuilles, on dispose ainsi de toute l'information spectroscopique : c'est le cas idéal. Soit le rayonnement γ effectue une diffusion Compton. Pour la plupart des cas, le rayonnement γ diffusé s'échappe du cristal. S'il est détecté dans un scintillateur BGO, l'événement est immédiatement rejeté. S'il diffuse dans un autre cristal du détecteur composite et qu'il y dépose toute son énergie, c'est là qu'intervient le traitement de sommation ou "add-back". Cette procédure permet d'accroître l'efficacité à haute énergie puisque la probabilité de diffusion Compton augmente avec l'énergie de la transition.

a) Les "clovers"

La procédure de sommation des "clovers" a été étudiée en détail lors de la phase EURO-GAM II [32]. Si un pétale de "clover" est touché, l'énergie détectée est retenue comme étant celle d'un rayonnement γ . Si deux cristaux adjacents sont touchés, on considère que le rayonnement γ , initialement déposé dans une feuille, diffuse dans un cristal adjacent et y dépose toute son énergie. On reconstruit l'énergie photopie de la transition en sommant les deux signaux.

Dans tous les autres cas, à savoir 3 ou 4 cristaux touchés ou deux pétales diagonaux touchés, les événements sont éliminés pour éviter qu'ils contribuent au fond. Lors de cette procédure d'"add-back", l'angle retenu pour la correction Doppler est alors l'angle moyen.

b) Les "clusters"

La procédure pour traiter la sommation dans les détecteurs "clusters" est plus délicate. Un "cluster" comporte 7 cristaux et le nombre de cristaux touchés est donc plus varié.

Les différents cas majoritairement possibles sont résumés Figure II.7. Seules les configurations où un cristal ou deux cristaux adjacents sont touchés ont été prises en compte lors de notre analyse, soient les deux premiers cas illustrés sur la Figure II.7. Ceci représente la majorité des diffusions, soient respectivement 75% de configurations à 1 cristal et 22% pour deux pétales touchés [33].

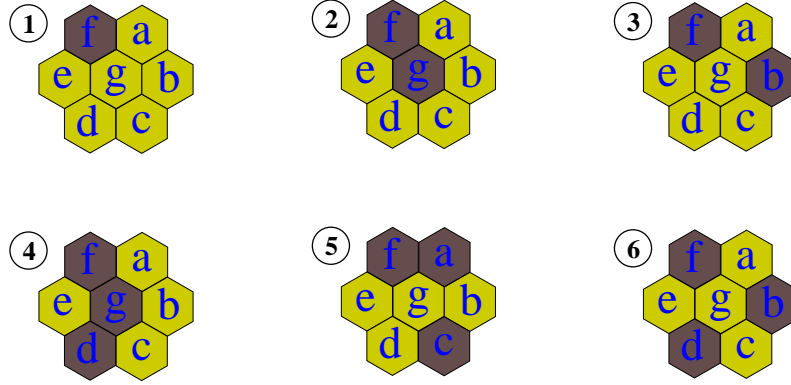


FIG. II.7: Représentation des principales configurations pour un détecteur "cluster". La sommation des énergies individuelles pour reconstruire l'énergie totale du rayonnement γ n'est effectuée que pour le cas numéro 2.

Lorsque deux cristaux — ou plus — non adjacents sont touchés, on considère que ce sont deux rayonnements γ qui ont pénétré dans le même "cluster", on ne peut pas remonter aux deux énergies distinctes, l'événement est rejeté. Tous les principaux cas de figure, résumés sur la Figure II.7 aux numéros 3 à 6, ont donc été rejetés, de même que les cas où encore plus de pétales sont touchés. Notons néanmoins que dans le cas numéro 3, on ne peut pas distinguer si l'événement est constitué de deux rayonnements γ (détectés dans les pétales f et b) ou bien d'un seul ayant diffusé dans un cristal non adjacent (de f vers b).

II.3.3 Gain en efficacité

Le traitement appliqué aux détecteurs composites "clovers" et "clusters" permet d'augmenter l'efficacité de détection à haute énergie. La méthode utilisée pour déterminer les efficacités relatives sera expliquée plus en détail au cours du chapitre IV, dans le cadre d'une expérience réalisée avec EUROBALL IV (§IV.6). Les courbes sont présentées Figure II.8 pour illustrer le gain en efficacité observé entre les deux courbes, à partir des

énergies de l'ordre de 200 keV, avec et sans "add-back".

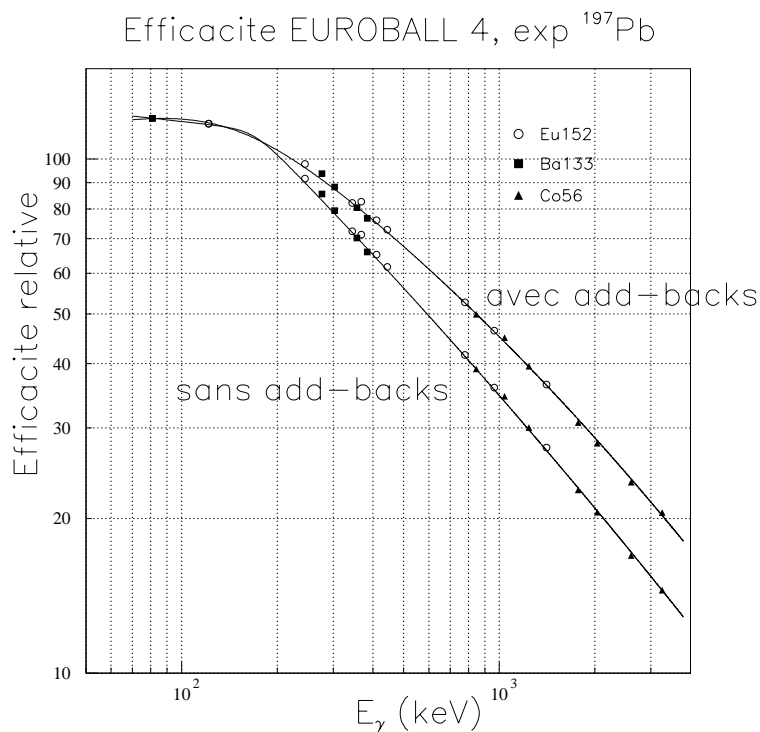


FIG. II.8: *Efficacité totale du multidétecteur EUROBALL IV réalisée en source. Deux courbes sont présentées. Une réalisée sans la procédure de sommation entre les cristaux des "clovers" et "clusters", l'autre avec "add-back". On observe le gain en efficacité dans le second cas.*

II.3.4 Traitement de la boule interne

Avec le nouveau multidétecteur EUROBALL IV, une sensibilité supplémentaire est disponible grâce à la présence de la boule interne. Elle fournit les informations énergie somme, qui est l'énergie totale détectée, et multiplicité totale de la cascade γ émise. En réalisant une matrice énergie-multiplicité, on obtient une figure du type de celle présentée Figure II.9. Les événements sont rangés selon des conditions imposées. Ici, trois transitions sont imposées dans deux noyaux, on distingue alors les deux voies de réaction. On observe ainsi deux contours légèrement décalés l'un par rapport à l'autre.

En sélectionnant un contour, il est possible théoriquement d'isoler une voie de réaction, donc de sélectionner le noyau que l'on veut étudier, évitant ainsi de nombreuses pollutions. Nous présenterons le cas de l'expérience que nous avons réalisé au cours du chapitre IV.

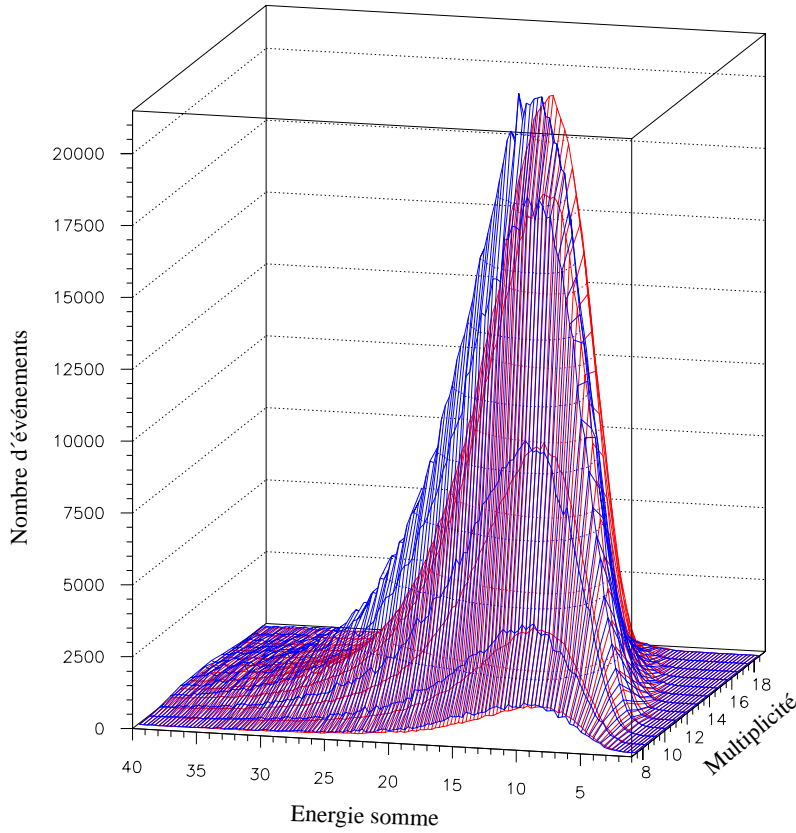


FIG. II.9: *Matrice (multiplicité, énergie somme) réalisée grâce aux données collectées avec la boule interne d'EUROBALL IV. On distingue deux contours légèrement décalés l'un par rapport à l'autre, signant la présence de deux noyaux (^{197}Pb et ^{198}Pb), donc permettant de différencier deux voies de réactions (7 et 6 neutrons dans le cas présent).*

II.3.5 Spectres conditionnés

Le principe de l'analyse d'une expérience de haute multiplicité consiste à exploiter le fait que la cascade γ de désexcitation est enregistrée en coïncidence par le système de détection. Rappelons que pour une cascade de multiplicité M_γ , l'événement contient f énergies définissant le "fold". Pour une expérience réalisée avec EUROBALL, le "fold" brut est en moyenne égal à 4, soient 4 transitions détectées en coïncidence.

Lorsque le compactage décrit précédemment est effectué, on réalise un spectre de projection totale, c'est-à-dire que toutes les énergies de tous les événements sont rangées, sans aucune condition. On obtient un spectre où seules les transitions les plus intenses sont observables. Pour rechercher des événements de faible intensité, il est nécessaire de conditionner les spectres par des transitions connues afin d'observer éventuellement des

rayonnements γ inconnus en coïncidence.

a) Traitement interactif

Le traitement interactif consiste en la construction de matrices et de cubes, histogrammes multidimensionnels. La visualisation des spectres est immédiate, l'ensemble des programmes est adapté aux études à hauts spins, c'est le package "RADWARE" [34].

Le principe d'une matrice repose sur la déconvolution des événements. Pour une cascade de f énergies contenues dans un événement E_k (k de 1 à f), les C_f^2 couples (E_i, E_j) sont incrémentés dans un tableau à deux entrées. Ainsi, en conditionnant par une transition imposée sur un axe, on observe les $(f - 1)$ autres transitions en coïncidence sur un spectre monodimensionnel sur l'autre axe. Signalons qu'il n'est pas nécessaire que la matrice soit symétrisée. Dans le cadre des corrélations angulaires que nous verrons au paragraphe §II.4, les énergies sont rangées sur l'un des axes si elles sont détectées à un angle θ_1 et sur l'autre axe si elles sont détectées à un autre angle.

Comme de nombreux noyaux sont peuplés lors d'une réaction, et que les différentes bandes possèdent souvent des énergies communes, une seule condition ne suffit pas à isoler la cascade de transitions γ du noyau qui nous intéresse. Il faut imposer au moins deux transitions connues. Ceci est réalisable grâce à un cube, où les événements sont déconvolués en triplets (E_i, E_j, E_k) . Lorsque deux conditions (encore appelés fenêtre de coïncidence) sont posées sur deux des axes, on visualise la projection sur le troisième axe, qui contient les énergies en coïncidence.

Ce traitement interactif présente l'avantage d'être rapide et de pouvoir visualiser immédiatement les bandes. Cependant, la déconvolution des événements fausse les intensités des pics, il y a apparition de pics spurieux appelés "spike". Les énergies ne sont pas comptées le même nombre de fois suivant qu'il s'agisse d'une fenêtre ou non. En particulier, lorsqu'on conditionne sur une liste de transitions, les énergies n'appartenant pas à cette liste mais en coïncidence sont traitées plusieurs fois alors qu'elles ne sont présentes qu'une fois dans l'événement. Cet inconvénient prend toute son importance pour des expériences où le "fold" est élevé. Le paragraphe suivant propose une méthode alternative qui résout ces problèmes.

b) Traitement non interactif

Le traitement "anti-spike" consiste à construire des spectres monodimensionnels, en ne comptabilisant qu'une seule fois chaque énergie. Il présente l'avantage de contenir des pics avec une intensité correcte [35]. Cependant, la construction de tels spectres nécessite la relecture des données compactées pour chaque jeu de transitions à imposer. En outre,

les fenêtres de condition sont figées pour chaque spectre. On peut néanmoins réaliser plusieurs spectres lors d'une relecture des données.

Définissons n comme le nombre de conditions requises et g le nombre d'énergies γ contenues dans un événement de "fold" f , constituant une liste de fenêtres possibles. Prenons un exemple de cinq transitions détectées en coïncidence (E_1, E_2, E_3, E_4, E_5), le "fold" f étant ainsi égal à 5. Si la liste de fenêtres comprend les énergies E_1 et E_3 , donc $g=2$, les cas suivants sont traités suivant le nombre de conditions n demandées :

- ★ si $n=1$ ($g < f$), toutes les énergies de l'événement sont incrémentées,
- ★ si $n=2$ ($g = f$), on incrémente (E_2, E_4, E_5),
- ★ si $n=3$ ($g > f$), aucune énergie n'est incrémentée.

Pour identifier des phénomènes de faible intensité comme nous aurons à le faire au cours du chapitre IV, il est indispensable de construire des spectres sans "spikes" pour s'assurer de l'exactitude des informations qu'on extrait.

Grâce à ce traitement, on peut construire des spectres multiconditionnés. En augmentant le nombre de fenêtres de coïncidence, la sélectivité est améliorée, on isole mieux les bandes, faisant apparaître les pics avec un rapport pic sur fond bien meilleur, au détriment, bien évidemment, de la statistique. Typiquement, on perd un facteur de réduction égal à 10 pour une condition supplémentaire imposée.

L'adjonction d'un détecteur additionnel permet généralement de gagner une condition γ , et donc de travailler avec des conditions sur le "fold" moins élevées.

II.3.6 Soustraction de fond

Une autre caractéristique à considérer avec soin est le traitement du bruit de fond. Dans tout ce que nous venons d'exposer, on constate que malgré les efforts techniques et les méthodes d'analyse — notamment le traitement restrictif appliqué aux détecteurs composites — un fond important persiste dans les spectres. La première solution pour l'éliminer consiste à augmenter le conditionnement, qui améliore le rapport pic sur fond. Si on veut cependant conserver une statistique suffisante, il faut garder un conditionnement raisonnable et soustraire du fond.

Le bruit de fond polluant les spectres a une double origine. Il est composé tout d'abord du fond corrélé, composé de transitions γ ayant subi l'effet Compton. En effet, les rayonnements détectés ne proviennent d'un effet photoélectrique que dans 60% des cas. Il reste donc 40% des transitions où on ne détecte pas toute l'énergie. Ce rayonnement γ diffusé est perdu, ni détecté dans un autre cristal ni dans un BGO. Ces transitions sont également en coïncidence avec leur cascade de désexcitation, elles sont ainsi traitées dans l'analyse. La seconde pollution provient des autres noyaux. En effet, lors d'une réaction, plusieurs voies de sortie sont présentes. Différents noyaux peuvent présenter des transitions d'éner-

gies voisines. Ainsi, en conditionnant sur une énergie, on peut faire apparaître en plus de la bande recherchée, une autre bande ainsi que son fond Compton associé.

La méthode exposée maintenant est la méthode de B. Crowell *et al.* [36]. Considérons un spectre triplement conditionné sur les énergies E_1 , E_2 et E_3 . Le nombre de coups total S_3 pour une transition en coïncidence est égal à la somme des parties photopiques P_i et de fond B_i sur chaque canal i , soit :

$$S_3 = \prod_{i=1}^3 (P_i + B_i) \quad (\text{II.10})$$

Le bon nombre de coups est égal à $P_1 P_2 P_3$. Il a été montré [37] que cela peut s'écrire en fonction des spectres $p=0, 1$ ou 2 fois conditionnés S_p et de trois constantes C_0 , C_1 et C_3 selon l'expression suivante :

$$P_1 P_2 P_3 = S_3 - C_2 \times S_2 + C_1 \times S_1 - C_0 S_0 \quad (\text{II.11})$$

Cette méthode détermine ces coefficients pour chaque combinaison d'énergies, pour une minimisation de type χ^2 . Toutefois, dans les expériences de haut "fold", la soustraction de fond ne nécessite pas d'être si précise. On se contentera ainsi de soustraire à un spectre p fois conditionné un pourcentage du spectre $(p-1)$ fois conditionné, ce qui revient à négliger les coefficients C_0 et C_1 dans la formule (II.11).

La méthode initialement développée par Crowell utilise des cubes, dans lesquels les événements sont déconvolués, avec les inconvénients (exposés au §II.3.5) que cela comporte. Nous avons ainsi modifié cette méthode, pour l'adapter à une relecture des données événement par événement [38]. Les spectres sont construits sans "spike". Cette amélioration s'est avérée performante pour étudier les phénomènes de faible intensité.

Les méthodes d'analyse que nous venons d'exposer seront utilisées tout au long de ce travail. Leur développement s'est effectué en parallèle avec les nouveautés techniques de détection. La qualité des spectres s'est considérablement améliorée, ouvrant des nouvelles voies à l'étude spectroscopique de la structure nucléaire. L'interprétation des résultats physiques qui découle de la mesure des énergies des transitions γ passe par une information supplémentaire : la détermination des spins et parités des états. La méthode usuellement employée est développée maintenant.

II.4 Détermination de spins : formalisme des corrélations angulaires

Grâce à la mesure des énergies des transitions γ réalisée au moyen des multidétecteurs, on a accès aux énergies relatives des états quantiques d'un noyau. Pour interpréter le comportement nucléaire, une autre donnée est fondamentale. Il faut en effet connaître les spins et parités de ces états. L'assignation des spins peut être réalisée en déterminant la multipolarité des transitions γ , si le spin de l'état initial est connu.

Alors qu'une source radioactive émet ses transitions de manière isotrope, un noyau formé par réaction de fusion-évaporation se trouve fortement orienté. Sa désexcitation s'effectue de manière anisotrope. Tirant partie de cette anisotropie, on peut remonter à la multipolarité des transitions. Le formalisme des corrélations angulaires que nous allons décrire maintenant est applicable pour des noyaux formés par réaction de fusion-évaporation. Notons que ce n'est pas l'unique méthode pour déterminer les multipolarités des transitions. En effet, on peut, également, soit mesurer la distribution angulaire du rayonnement émis, soit, en détectant les électrons de conversion, déterminer le coefficient de conversion permettant de remonter à la multipolarité de la transition.

En ce qui concerne les noyaux produits par réaction de fission induite par ions lourds, la méthode doit être modifiée. Elle sera brièvement abordée (§II.4.3).

II.4.1 Rappels théoriques

Le noyau composé formé à haut moment angulaire par réaction d'ions lourds se trouve dans un état fortement orienté, la direction de son spin se situe dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. Après évaporation de quelques particules légères, qui emportent peu de moment angulaire, le noyau résiduel se trouve toujours fortement orienté.

a) Distributions angulaires

L'une des méthodes utilisées pour déterminer la multipolarité des transitions est de mesurer la distribution angulaire d'un rayonnement.

La fonction de distribution angulaire, qui représente la probabilité pour qu'un rayonnement γ soit émis dans une direction formant un angle θ avec la direction donnée par le faisceau, s'écrit en fonction des polynômes de Legendre :

$$W(\theta) = \sum_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} A_{\lambda}(\gamma) B_{\lambda}(I_i) P_{\lambda}(\cos \theta) \quad (\text{II.12})$$

Le facteur $B_{\lambda_1}(I_i)$ permet de quantifier l'alignement du noyau qui émet les rayonnements γ et décrit l'orientation de l'état de spin I_i [39] (à symétrie axiale). Il est donné par la formule (II.13), en fonction de $P_m(I_i)$, paramètre de population des sous-états magnétiques m .

$$B_{\lambda}(I_i) = (2I_i + 1)^{1/2} \sum_{m=-I_i}^{+I_i} (-)^{I_i-m} \langle I_i m I_i - m | \lambda 0 \rangle P_m(I_i) \quad (\text{II.13})$$

Un état est dit orienté si les populations relatives des sous-états magnétiques sont inégales. Un état est dit aligné lorsque $P_m(I_i) = P_{-m}(I_i)$. On peut paramétrer cet alignement partiel par une gaussienne de largeur à mi-hauteur σ :

$$P_m(I_i) = \frac{\exp(-m^2/2\sigma^2)}{\sum_{m=-I_i}^{+I_i} \exp(-m^2/2\sigma^2)} \quad (\text{II.14})$$

Les coefficients A_{λ} sont les coefficients de distribution angulaire, ils dépendent des propriétés de la transition étudiée. Pour un rayonnement électromagnétique de multipolarités L et L' mélangées, on a :

$$A_{\lambda} = \frac{\sum_{L\pi L'\pi'} F_{\lambda}(L, L', I_f, I_i) \gamma(\pi, L) \gamma^*(\pi', L')}{\sum_{L'\pi} |\gamma(\pi, L)|^2} \quad (\text{II.15})$$

L'indice $\pi = E$ ou M représente la nature électrique ou magnétique de la transition. $\gamma(\pi, L)$ est quant à elle l'amplitude de probabilité de transition d'un état initial de spin I_i vers un état final I_f pour un photon de multipolarité L .

Les coefficients $F_{\lambda}(L, L', I_f, I_i)$ sont appelés les F coefficients ordinaires, s'exprimant selon :

$$F_{\lambda}(L, L', I_f, I_i) = (-1)^{1+I_i+I_f} [(2\lambda + 1)(2L + 1)(2L' + 1)(2I_i + 1)]^{1/2} \quad (\text{II.16})$$

$$\begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} L & L' & \lambda \\ I_i & I_i & I_f \end{Bmatrix} \quad (\text{II.17})$$

b) Fonction de corrélation

Considérons une cascade de deux transitions $\gamma, I_1 \longrightarrow I_2 \longrightarrow I_3$, les transitions γ_1 et γ_2 reliant respectivement les états $I_1 \longrightarrow I_2$ et $I_2 \longrightarrow I_3$ étant observées aux angles (θ_1, ϕ_1) et (θ_2, ϕ_2) par rapport à l'axe du faisceau. L'état I_1 à partir duquel la cascade est émise est orienté. La méthode des corrélations angulaires consiste à effectuer des corrélations entre deux transitions.

La fonction de corrélation, ou fonction DCO (Directional Correlation from Oriented states), s'écrit [40] :

$$W(\theta_1, \theta_2, \Delta\phi) = \sum_{\lambda_1 \lambda \lambda_2} B_{\lambda_1}(I_1) A_{\lambda}^{\lambda_2 \lambda_1}(\gamma_1) A_{\lambda_2}(\gamma_2) H_{\lambda_1 \lambda \lambda_2}(\theta_1 \theta_2 \Delta\phi) \quad (\text{II.18})$$

Elle est fonction de divers facteurs, détaillés maintenant.

× Le facteur $B_{\lambda_1}(I_1)$ quantifie l'alignement du noyau émetteur et décrit l'orientation de l'état de spin I_1 . Son expression est donnée au paragraphe précédent (équation (II.13)).

× Les coefficients A sont déterminés par les propriétés physiques spins, parités et mélange des transitions considérées. Ils s'écrivent en fonction des F -coefficients simples F_{λ} et généralisés $F_{\lambda}^{\lambda_2 \lambda_1}$:

$$\begin{aligned} A_{\lambda}^{\lambda_2 \lambda_1}(\gamma_1) &= [F_{\lambda}^{\lambda_2 \lambda_1}(L, L, I_2, I_1) + 2\delta(\gamma_1) F_{\lambda}^{\lambda_2 \lambda_1}(L, L', I_2, I_1) \\ &+ \delta^2(\gamma_1) F_{\lambda}^{\lambda_2 \lambda_1}(L', L', I_2, I_1)] / [1 + \delta^2(\gamma)] \end{aligned} \quad (\text{II.19})$$

où

$$\begin{aligned} F_{\lambda}^{\lambda_2 \lambda_1}(L, L', I_2, I_1) &= [(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)(2L + 1)(2L' + 1)(2\lambda + 1)(2\lambda_1 + 1)(2\lambda_2 + 1)]^{1/2} \\ &\times (-1)^{L' + \lambda + \lambda_2 + 1} \begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} I_2 & L & I_1 \\ I_2 & L' & I_1 \\ \lambda_2 & \lambda & \lambda_1 \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{II.20})$$

× Enfin la fonction angulaire $H_{\lambda_1 \lambda \lambda_2}$ s'écrit, pour des états alignés :

$$\begin{aligned} H_{\lambda_1 \lambda \lambda_2}(\theta_1 \theta_2 \Delta\phi) &= \sum_{q \geq 0} (2 - \delta_{q0}) < \lambda_1 0 \lambda q \mid \lambda_2 q > \left(\frac{2\lambda + 1}{2\lambda_2 + 1} \right)^{1/2} \left[\frac{(\lambda - q)!(\lambda_2 - q)!}{(\lambda + q)!(\lambda_2 + q)!} \right]^{1/2} \\ &\times P_{\lambda}^q(\cos\theta_1) P_{\lambda_2}^q(\cos\theta_2) \cos(q\Delta\phi) \end{aligned} \quad (\text{II.21})$$

où P_{λ}^q sont les polynômes de Legendre associés.

Expérimentalement, il est généralement plus aisé de déterminer le rapport de DCO. Il est défini par :

$$R_{DCO} = \frac{W(\theta_1, \theta_2, \Delta\phi)}{W(\theta_2, \theta_1, \Delta\phi)} \quad (\text{II.22})$$

Si les angles θ_1 et θ_2 sont choisis proches de respectivement 0° et 90° , on peut distinguer plus facilement les multipolarités des transitions. Pour une séquence de deux transitions

γ de multipolarités égales, la fonction de corrélation (II.18) est symétrique sous l'échange des deux angles θ_1 et θ_2 . Le rapport DCO (IV.10) vaut 1. Par contre, pour une cascade dipolaire-quadrupolaire, la fonction DCO n'est plus symétrique, le rapport DCO sera proche de 0.5.

Les corrélations angulaires s'avèrent être un moyen efficace pour déterminer l'ordre multipolaire des transitions ($\Delta I=1$ ou $\Delta I=2$) donc les spins des états. Les rapports DCO dépendent des angles de détection, par conséquent du multidétecteur utilisé. Nous allons ainsi établir les rapports DCO théoriques pour le multidétecteur EUROBALL IV, tirant partie des relations de symétries que sa géométrie offre.

Notons que les corrélations angulaires ne sont pas sensibles à la nature magnétique ou électrique des transitions. Pour accéder aux parités des états, il faut avoir recours aux méthodes de polarisation linéaire [41] ou à la mesure des électrons de conversion.

II.4.2 Application des corrélations angulaires pour EUROBALL IV

La configuration d'EUROBALL IV a été présentée au paragraphe II.2.4 c). Les positions (θ, ϕ) des 239 détecteurs sont connues et correspondent à C_{239}^2 combinaisons de deux angles. Le traitement individuel de chaque combinaison est irréalisable et expérimentalement la statistique serait fortement insuffisante pour chaque combinaison. Le formalisme utilisé est celui des corrélations angulaires. Notons qu'avec EUROBALL, il est difficile d'effectuer des mesures de distribution angulaire en raison d'une forte asymétrie du détecteur.

Dans un premier temps, les combinaisons de paires de détecteurs peuvent être regroupées selon la valeur de leur rapport DCO. En effet, plusieurs paires possèdent le même rapport DCO, la fonction de corrélation possédant les relations de symétrie suivantes :

$$W(\theta_1, \theta_2, \Delta\phi) = W(180 - \theta_1, 180 - \theta_2, \Delta\phi) \quad (\text{II.23})$$

$$\begin{aligned} W(\theta_1, \theta_2, \Delta\phi) &= W(\theta_1, 180 - \theta_2, 180 + \Delta\phi) \\ &= W(180 - \theta_1, \theta_2, 180 + \Delta\phi) \end{aligned} \quad (\text{II.24})$$

$$\begin{aligned} W(\theta_1, \theta_2, \Delta\phi) &= W(\theta_1, 180 - \theta_2, 180 - \Delta\phi) \\ &= W(180 - \theta_1, \theta_2, 180 - \Delta\phi) \end{aligned} \quad (\text{II.25})$$

Les 28441 combinaisons ne se réduisent qu'à 15736 géométries différentes. Les détecteurs ont donc été regroupés en deux grandes familles, d'une part les détecteurs proches de 0° , les "tapered" et "clusters", formant la famille que nous appellerons dorénavant T+C, et d'autre part les "clovers", situés autour de 90° , la famille Q. La géométrie d'EUROBALL IV est schématisée Figure II.10. Les limites angulaires sont résumées dans le Tableau II.1.

Signalons que ce regroupement de détecteurs a été initié sur EUROBALL III par notre équipe de Lyon et a déjà donné des résultats concluants sur les transitions du noyau ^{136}Nd [42]. La présence de la boule interne dans EUROBALL IV ne change en rien le formalisme pour le traitement DCO.

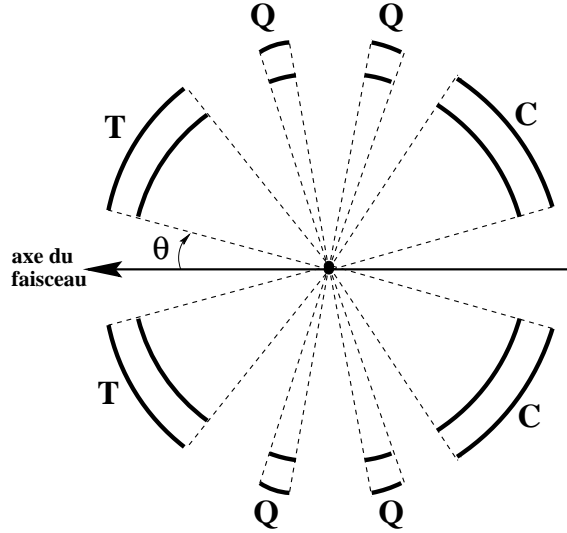


FIG. II.10: Répartition angulaire des 239 détecteurs de EUROBALL IV. *T* désigne les détecteurs germanium "tapered", *Q* les "clovers" et *C* les "clusters".

Catégorie	θ_{min}	θ_{max}
T	15.45°	52.23°
$Q_{<}$	72.15°	80.94°
$Q_{>}$	98.95°	107.85°
C	122.63°	163.46°

TAB. II.1: Limites angulaires pour les différentes catégories de détecteurs d'EUROBALL. *T* désigne les détecteurs Ge, $Q_{<}$ (resp. $Q_{>}$) les "clovers" avec $\theta < 90^\circ$ (resp. $\theta > 90^\circ$) et *C* les "clusters".

Avec ces regroupements, les symétries de la fonction de corrélation ne sont plus exactes. Tous les rapports DCO ont été recalculés, en utilisant les fonctions de corrélations suivantes :

$$\begin{aligned}
 W(T + C, Q) &= \sum_{det1 \in \{T+C\}} \sum_{det2 \in \{Q\}} W(det1, det2)/N_{comb} \\
 W(Q, T + C) &= \sum_{det1 \in \{Q\}} \sum_{det2 \in \{T+C\}} W(det1, det2)/N_{comb}
 \end{aligned} \tag{II.26}$$

où N_{comb} est le nombre de combinaisons de couples (T+C, Q). On calculera donc le rapport DCO généralisé qui s'écrit :

$$R_{DCO} = \frac{W(T + C, Q)}{W(Q, T + C)} \tag{II.27}$$

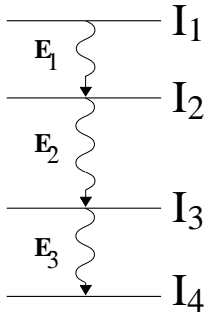
Les valeurs théoriques de ce rapport ont été calculées [42] pour toutes les configurations. Pour une séquence quadrupolaire-quadrupolaire, sa valeur vaut 1. Le domaine de variation pour deux transitions dipolaire-quadrupolaire varie entre 0.41 et 0.80, soit une valeur moyenne $\overline{R_{DCO}}=0.57$. Il a été montré que ce rapport varie très peu en fonction du spin.

Les résultats des mesures de rapports DCO expérimentaux seront exposés au cours du chapitre IV, lors de l'étude du noyau superdéformé ^{197}Pb .

II.4.3 Cas de la fission

Lors de ce travail, comme nous le verrons lors du chapitre III, notre étude s'est également portée sur les isotopes de cadmium, peuplés par réaction de fission induite par ions lourds. La détermination des spins des états des noyaux produits par fission doit être effectuée avec une autre méthode. En effet, l'émission des fragments de fission est isotrope, laissant l'orientation du moment angulaire du noyau se distribuer de manière aléatoire. La probabilité d'émission d'une transition électromagnétique dépend de l'angle entre la direction d'émission du photon et la direction de la valeur moyenne du spin de l'état qui se désexcite.

Comme les transitions γ sont émises à partir d'un état dont la distribution des sous-états magnétique est uniforme, la distribution angulaire d'un photon donné est isotrope. Il est alors nécessaire d'avoir recours aux corrélations angulaires afin de déterminer un axe d'orientation. Notons qu'une autre méthode consiste à coupler au système de détection un détecteur de fragments de fission (par exemple le PPAC) pour connaître son angle de détection.



Soit la cascade de trois rayonnements γ tels qu'ils sont présentés ci-contre. L'état initial de spin I_1 n'est pas orienté, l'émission de la transition d'énergie E_1 est isotrope. Le principe consiste à se servir de la transition E_1 pour définir une orientation. On sélectionne alors un sous-ensemble de noyaux orientés par rapport à la direction de ce rayonnement γ . Ainsi, l'état de spin I_2 est orienté.

On peut effectuer des corrélations angulaires sur les deux transitions suivantes γ_2 et γ_3 . Il est nécessaire de construire un cube (§II.3.5). Sur le premier axe sont rangées les énergies E_1 quel que soit leur angle de détection. Sur le second axe, on range les énergies E_2 si elles sont détectées à un angle égal à $90^\circ \pm \Delta\theta$ par rapport à la direction du rayonnement E_1 . Le troisième axe contient les énergies E_3 des rayonnements γ_3 qui font un angle de $180^\circ \pm \Delta\theta$ par rapport à γ_1 . La valeur de l'ouverture angulaire $\Delta\theta$ doit être suffisamment petite pour conserver une certaine asymétrie afin de distinguer les transitions de multipolarité $\Delta I=2$ des transitions $\Delta I=1$. Toutefois, si elle est trop petite, elle réduit terriblement la statistique. Son choix est donc un compromis entre les deux.

Le rapport DCO est alors similaire à celui donné équation (II.27). Il est obtenu comme le rapport de nombre de coups lorsque E_2 est détectée à 90° et E_3 à 180° , divisé par le nombre de coups lorsque E_2 est détectée à 180° et E_3 à 90° .

Il apparaît de manière claire que ce type d'analyse nécessite de disposer d'une statistique relativement importante puisqu'il faut des coïncidences triples. Les spins des états des fragments de fission spontanée ont été déterminés de manière expérimentale par cette méthode et comparés aux rapports DCO théoriques calculés pour EUROGAM II [43] [44].

Une méthode alternative consiste à mesurer la distribution angulaire du rayonnement γ_2 [45]. Selon le formalisme développé précédemment, on mesure la distribution du photon émis à un angle θ :

$$W(\theta) = 1 + a_2 P_2(\cos \theta) + a_4 P_4(\cos \theta) \quad (\text{II.28})$$

En conditionnant sur l'énergie E_1 , on obtient un état de spin I_2 orienté. L'anisotropie du rayonnement γ_2 est déterminée en construisant différents spectres à divers angles. Nous avons construit deux types de spectres, selon que l'angle entre γ_2 et γ_1 était égal à $[0 - 30^\circ]$ et $[60^\circ - 90^\circ]$. Dans chacun de ces spectres, le nombre de coups de la transition d'intérêt (d'énergie E_2) est déterminé. Le rapport suivant

$$\frac{N_{[60^\circ-90^\circ]}}{N_{[0-30^\circ]}} \quad (\text{II.29})$$

permet de déterminer la multipolarité de la transition E_2 . Notons que l'ouverture angulaire est choisie ici pour maximiser la statistique. Dans la pratique, une troisième transition était imposée, sans condition sur son angle d'émission, afin de mieux sélectionner la bande.

De manière théorique, on s'attend à un rapport inférieur à 1 pour une transition $\Delta I = 2$, et supérieur à 1 si $\Delta I = 1$. Nous avons calculé les rapports théoriques où le spin initial est complètement aligné. Les valeurs dépendent peu du spin. Typiquement pour un spin 10, on trouve 0.64 si $\Delta I = 2$ et 1.46 pour $\Delta I = 1$. En réalité, les rapports sont différents. En effet, comme cela a été observé dans le cas de la fission spontanée, il faut tenir compte de coefficients atténués a_2 et a_4 dans le développement de la fonction de distribution. W. Urban *et al.* ont identifié un rapport environ 0.87 pour une séquence quadrupolaire-quadrupolaire et 1.11 pour une séquence quadrupolaire-dipolaire [46]. On s'attend à ce que les rapports expérimentaux que l'on mesure soient plus faibles que les rapports théoriques.

Cette méthode a été appliquée dans le cadre de l'expérience réalisée avec une réaction de fission induite par ions lourds (expérience décrite au chapitre III). Elle demande à être testée sur plus de transitions $\Delta I = 1$ intenses.

II.5 Conclusion

Ce chapitre s'est attaché à décrire les différentes étapes d'évolution des techniques de détection γ et d'analyse. Les multidétecteurs très performants actuels ont été développés au niveau européen et sont d'excellents microscopes pour étudier la désexcitation des noyaux.

Grâce à la grande efficacité des détecteurs germanium utilisés, les informations en énergie des événements sont obtenues avec une grande précision. Chaque détecteur étant entouré d'un système anti-Compton, le bruit de fond est considérablement réduit. Les phénomènes de faible intensité pourront être observés dans les spectres. Pour réduire les effets néfastes de l'effet Doppler, les cristaux de germanium ont été regroupés.

L'ensemble des 239 détecteurs du multidétecteur EUROBALL IV actuellement en fonctionnement offre un grand angle solide de détection et une bonne granularité. L'étude des noyaux à haut spin nécessite un tel système de détection pour identifier les longues cascades γ de désexcitation caractéristiques des noyaux. Ce système de détection peut être utilisé pour plusieurs type de réactions. Nous avons utilisé deux de ses facettes, en réalisant successivement deux réactions, une de fission induite par ions lourds, puis une réaction de fusion-évaporation.

Grâce à ce puissant appareillage, nous avons ainsi exploré deux régions de noyaux différentes, afin d'étudier, comme cela a été présenté au cours du chapitre I, l'influence de la force de Coriolis selon la déformation, le spin et l'orbitale de valence. Les conditions expérimentales et les résultats issus de l'analyse de la première expérience sont présentés maintenant.

Chapitre III

Mise en évidence de bandes rotationnelles dans les isotopes $^{113-116}\text{Cd}$

La première région de masse choisie pour étudier les effets de la force de Coriolis se compose des isotopes de cadmium. Longtemps étudiés par radioactivité, ils sont l'archétype de bons noyaux vibrateurs sphériques [7]. En leur communiquant une grande vitesse de rotation grâce aux réactions d'ions lourds, nous pourrions étudier l'influence de la force de Coriolis, et signer éventuellement l'apparition d'une déformation.

La région des noyaux stables de cadmium comporte les isotopes pairs-pairs depuis la masse $A=106$ jusqu'à $A=116$. Notre étude s'est concentrée sur les noyaux les plus à droite de la vallée de stabilité. Ainsi, ce sont les plus riches en neutrons des cadmium stables que l'on étudie. Bien que les noyaux réellement riches en neutrons se situent non pas dans, mais à droite de la vallée de stabilité, nous qualifierons, par abus de langage, les noyaux $^{113-116}\text{Cd}$ de "noyaux stables riches en neutrons".

Les noyaux de cadmium de masse 113 à 116 n'avaient jamais été peuplés à haut spin avant notre étude. En effet, si les réactions de fission spontanée permettent de peupler les isotopes très riches en neutrons, les réactions de fusion-évaporation atteignent quant à elles les plus déficients. Les études de la région intermédiaire n'ont été entreprises que très récemment à haut spin. C'est par le biais de réactions de fission induite par ions lourds que ces noyaux peuvent être peuplés à haut spin.

Les études de spectroscopie γ couplées à la fission ouvrent donc un nouveau champ d'investigation : les noyaux riches en neutrons à haut spin.

III.1 Fission et EUROGAM II

III.1.1 Généralités sur la fission

La fission spontanée, découverte en 1939 par les physiciens O. Hahn et H. Strassmann [47], suscite toujours de nos jours un grand intérêt. Les mécanismes mis en jeu lors du processus de fission ont fait l'objet de nombreuses recherches et certains points restent encore inexpliqués.

Il existe plusieurs types de fission, la fission spontanée d'une source, par exemple ^{252}Cf ou ^{248}Cm , et la fission déclenchée par ions lourds, par neutrons, par ions légers, par électron, par photons ou par laser via un processus indirect (laser-plasma-ions/électron-fission), etc.... Nous nous intéresserons à la fission induite par ions lourds. Les différentes caractéristiques de cette fission sont présentées maintenant et seront comparées à celles de la fission spontanée.

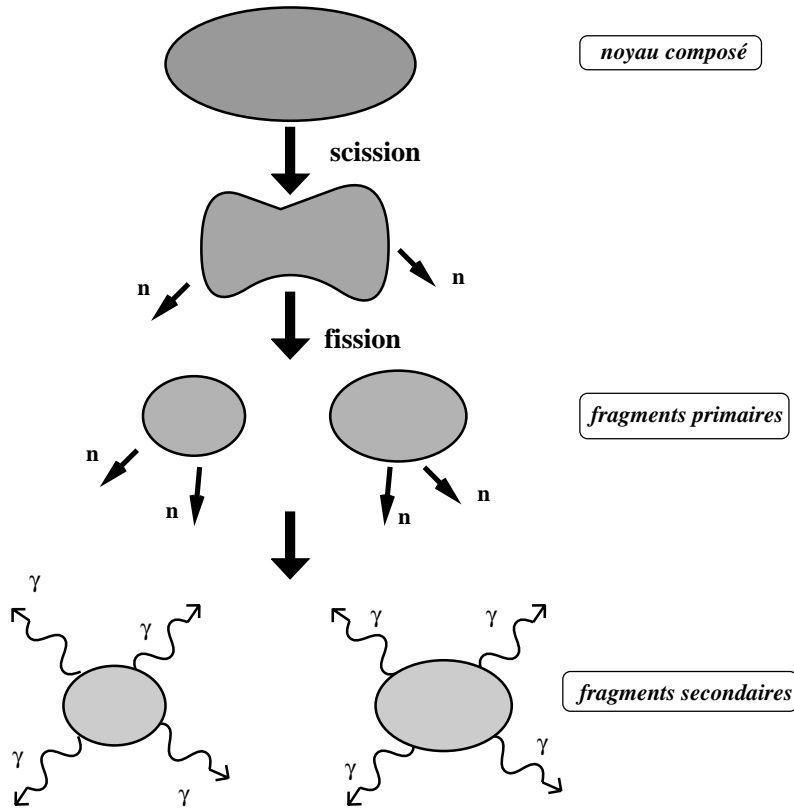


FIG. III.1: Représentation schématique de la formation des fragments de fission (primaires et secondaires) à partir d'un noyau composé.

Les différentes étapes du mécanisme de fission induite par ions lourds sont illustrées sur la Figure III.1. Le noyau composé initial se déforme. Cette phase de distorsion donne lieu à des phénomènes complexes tels que échauffement, friction, striction, ... Quelques

neutrons sont émis. Le nombre de ces neutrons, appelés de pré-fission, dépend fortement de l'énergie d'excitation du noyau composé. Les deux grandeurs relatives en compétition à l'intérieur du noyau sont l'énergie de répulsion coulombienne entre les protons, qui tend à le faire fissionner, et l'énergie de surface, qui maintient la cohésion du système. Lorsque les forces de répulsion internes l'emportent, le noyau fissionne. Si le noyau fissionne en deux fragments, la fission est dite binaire, c'est celle que nous étudierons. Les fragments primaires possèdent une grande énergie d'excitation, en moyenne 20 MeV. Pour évacuer cette énergie, ils émettent quelques neutrons (neutrons de post-fission). Chaque neutron emportant en moyenne 10 MeV (8 MeV d'énergie de liaison et 2 MeV d'énergie cinétique), l'énergie d'excitation des fragments secondaires atteinte est de quelques MeV. Notons que les fragments de fission possèdent également une énergie cinétique importante, de l'ordre de 60 MeV ($\beta = \frac{v}{c} \simeq 4\%$). Ils se dés excitent ensuite par émission de rayonnements γ . Comme leur énergie d'excitation est encore élevée, la forte densité de niveaux conduit à l'émission de transitions γ statistiques, qui emportent peu de moment angulaire. Vient finalement l'émission de rayonnements discrets, que nous pourrions détecter à l'aide des dispositifs de détection décrits au chapitre précédant.

⊙ région peuplée

L'une des propriétés de la fission est la conservation du rapport N/Z : la valeur dans le noyau fissionnant est généralement transmise aux fragments primaires, avec $\frac{N}{Z} \simeq \frac{N_1}{Z_1} \simeq \frac{N_2}{Z_2}$.

Tandis que ce rapport est environ égal à 1.3 pour les noyaux stables, il vaut 1.5 pour les noyaux fissiles spontanément. Ainsi, ce sont des noyaux riches en neutrons qui sont peuplés. En ce qui concerne la fission induite par ions lourds, les fragments produits sont un peu moins riches en neutrons, la valeur du rapport N/Z est de l'ordre de 1.4. L'émission de neutrons de pré-fission du noyau composé contribue à faire diminuer ce rapport. En attendant l'arrivée des faisceaux radioactifs, le choix des couples cible-projectile limite les études aux fragments proches de la vallée de stabilité. Lorsque des faisceaux de noyaux riches en neutrons seront disponibles, des noyaux composés plus riches en neutrons pourront être formés, un nouveau champ d'investigation s'ouvrira et une approche vers la ligne d'émission spontanée de neutrons (encore appelée "drip-line") pourra être faite.

La distribution de masse des fragments primaires produits par fission spontanée est asymétrique [48]. Dans une réaction de fission induite par ions lourds, la distribution est symétrique. En effet, d'importants effets dynamiques sont en jeu. Les effets de couches sont masqués par la grande énergie d'excitation du noyau [48].

⊙ émission de neutrons

De nombreuses études ont été réalisées sur les émissions de neutrons pré et post-fission. Ces informations sont précieuses et permettent d'obtenir un ordre de grandeur sur

les échelles de temps mises en jeu lors du processus de fission : les modèles, tels que le modèle statistique [49] et le modèle de scission [50], habituellement utilisés pour décrire la fission, ne reproduisent pas le bon nombre de neutrons émis. Sans entrer dans les détails, il semble que la fission soit plus longue et plus dissipative que ce qui avait été prédit. Le temps de fission est estimé à 10^{-21}s [51]. La friction et la scission semblent être des sources d'échauffement importantes, et le nombre de neutrons de pré-fission est plus grand que celui auquel on s'attendait. Ce nombre augmente fortement avec l'énergie d'excitation du noyau composé et dépend également de sa masse [52]. Pour le cas que nous étudierons, ce nombre sera égal à 2 [53].

Dans une fission spontanée, l'évaporation de neutrons post-fission est influencée par les effets de couches présents dans les fragments. En moyenne deux neutrons sont émis dans la fission spontanée pour un fragment de masse $A \sim 100$. Le nombre de neutrons post-fission dans une réaction de fission induite est déterminé par l'énergie d'excitation des fragments primaires [52] et est fonction de la masse du fragment. Cependant, les neutrons de pré-fission permettent la régulation de cette énergie d'excitation au niveau du noyaux composé et environ deux neutrons par fragment sont émis.

⊙ spin et moment angulaire

Les prédictions théoriques [54, 55] prévoyaient une forte dépendance du spin des fragments de fission en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé formé par fusion. En réalité, il a été observé [56] que le spin augmente peu avec l'énergie : les neutrons de pré-fission permettraient de stabiliser l'énergie d'excitation du noyau fissionnant. Le moment angulaire transmis aux fragments de fission est généré de deux manières : une faible contribution provient de l'excitation coulombienne qui s'opère entre les deux fragments primaires juste après la scission. L'excitation thermique est également à l'origine de ce moment angulaire. Récemment, un modèle, appelé "pompage orientationnel" a été proposé pour expliquer ce mécanisme [57].

La fission spontanée peuple les fragments avec un spin moyen de $7\hbar$ [52]. Les produits de fission induite par ions lourds sont, quant à eux, peuplés à plus haut spin [58], le spin moyen est approximativement supérieur de $2\hbar$. Pour des noyaux de masse 120, on peut atteindre des spins maximums de l'ordre de $14\hbar$ à $20\hbar$.

Si on s'attache maintenant à la distribution angulaire des fragments émis, il convient de noter que la fission spontanée est isotrope. Dans le cas de la fission induite, le spin du noyau composé, formé par fusion d'une cible et d'un projectile, est orienté par le faisceau, dans un plan qui lui est perpendiculaire. Nous reviendrons sur ces considérations lorsqu'il s'agira de déterminer les spins des états des noyaux produits par fission.

III.1.2 Réaction de fission induite par ions lourds

Comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe précédent, la fission induite consiste à faire interagir un projectile de grande énergie cinétique avec une cible, pour produire un noyau composé de grande fissilité. Les fragments de fission sont produits à haut moment angulaire. Les réactions de fission induite par ions lourds sont utilisées depuis le début des années 1990. En les couplant à l'utilisation de multidétecteurs γ , des études récentes à haut spin ont pu être réalisées sur des noyaux riches en neutrons [52, 53]. Alors que la fission spontanée peuple les noyaux très riches en neutrons, et que les réactions de fusion-évaporation permettent d'atteindre les noyaux plus déficients, certaines régions de la carte des isotopes restaient inexplorées à haut spin. Grâce aux réactions de fission induite par ions lourds et par un choix de couple cible-projectile judicieux, de nombreux noyaux de la vallée de stabilité riches en neutrons ont pu être étudiés.

L'étude des isotopes de cadmium s'inscrit dans le cadre d'une étude générale des propriétés des noyaux de la région de masse $A \sim 100$. En effet, des changements abrupts sont observés dans la structure des isotopes riches en neutrons de cette région de masse. Par exemple, l'énergie de l'état 2^+ passe de 536 keV pour le noyau ^{100}Mo ($Z=42$) à 152 keV pour ^{108}Mo , signant ainsi dans ce dernier une très forte déformation. Un comportement similaire est présent dans les noyaux de ruthénium ($Z=44$) et de zirconium ($Z=40$). La déformation de ces noyaux semble être pilotée de manière très forte par les neutrons. Le rôle des orbitales intruses doit ainsi être étudié avec attention. Lorsque l'on augmente le nombre de protons, et que l'on étudie les noyaux de palladium ($Z=46$) et de cadmium ($Z=48$), les brusques changements dans les énergies des états n'existent plus : les énergies des 2^+ varient de 558 à 570 keV depuis les noyaux ^{114}Cd à ^{122}Cd . A l'approche de la fermeture de couche $Z=50$, la déformation paraît se stabiliser.

La structure à haut spin des isotopes de cadmium demande donc une investigation plus approfondie. Il est notamment nécessaire de déterminer la nature du comportement collectif de ces noyaux. Observés comme étant vibrationnels par radioactivité, quel comportement auront-ils à haut spin ?

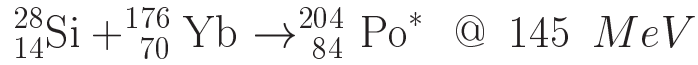
L'expérience que nous avons analysée a été réalisée dans le cadre de la collaboration EUROGAM II en 1996. Elle était menée par l'équipe du CSNSM d'Orsay dirigée par M. G. Porquet. Elle faisait suite à une expérience réalisée avec EUROGAM I [53].

Les buts d'une telle expérience sont multiples. Comme nous le verrons plus tard, de nombreux fragments de fission sont produits, c'est toute une région de masse qui peut être étudiée. Couplées aux techniques de détection γ et aux puissantes méthodes d'analyse en coïncidence, les réactions de fission induite par ions lourds sont un moyen très performant pour identifier de nouveaux schémas de niveaux à haut spin ainsi que pour étudier les mécanismes de fission. Les conditions de cette expérience sont présentées au cours du

paragraphe suivant.

III.1.3 Conditions expérimentales

Le faisceau d'ions lourds interagit avec la cible placée au centre du multidétecteur. La réaction de fission induite par ions lourds suivante



a été réalisée à l'Institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg. Le faisceau ${}^{28}\text{Si}$, produit par l'accélérateur VIVITRON avec une énergie de 145 MeV, fusionne avec la cible ${}^{176}\text{Yb}$, formant un noyau composé ${}^{204}\text{Po}$.

Les caractéristiques du noyau de polonium sont les suivantes :

- Energie d'excitation du noyau composé : 68 MeV
- Moment angulaire maximum transféré : $40\hbar$

Ce noyau fissionne en deux fragments. Les rayonnements γ de désexcitation émis par les fragments sont détectés par EUROGAM II décrit au chapitre II.2. Cette expérience a été réalisée sans détecteur additionnel de neutrons ou de fragments de fission, les nombres de neutrons de pré et post-fission ne peuvent donc pas être mesurés.

La cible, d'épaisseur 1.5 mg/cm^2 , était déposée sur un support d'or de 15 mg/cm^2 afin d'arrêter les noyaux de recul. Les fragments de fission émettent ainsi leurs γ de désexcitation à l'arrêt et les raies détectées ne subissent pas l'effet Doppler.

III.1.4 Statistiques et prédictions

Seules les désexcitations de hautes multiplicités sont utiles pour une analyse à haut spin. Au moins 5 détecteurs Ge devaient être touchés (avant réjection Compton) pour que l'événement soit accepté. Parmi ceux-ci, seuls les événements de "fold" supérieur ou égal à 3, après suppression Compton, ont été écrits sur bande. Un total de 540 millions d'événements a été collecté [53], parmi lesquels :

- 135 millions de "fold" 3
- 270 millions de "fold" 4
- 108 millions de "fold" 5

L'électronique associée au multidétecteur γ permettant de traiter les événements et les méthodes d'analyse appliquées pour de telles données collectées en coïncidence ont été exposées au chapitre II.

La voie de réaction la plus intense est la fission du noyau composé de polonium. Cependant, plusieurs autres voies de désexcitation sont permises, avec des sections efficaces plus ou moins élevées. Il est important de connaître tous les noyaux peuplés, pour identifier leurs transitions γ susceptibles de "polluer" les spectres. Les sections efficaces des principales voies de sortie de la réaction issues du code de simulation PACE [59, 60] sont données dans le Tableau III.1. La fission reste prépondérante. Néanmoins les isotopes de polonium ^{199}Po et ^{198}Po sont également produits, ce que nous avons observé lors de notre analyse.

Noyau	σ (mb)
Fission	274
^{199}Po	37
^{198}Po	16
^{199}Bi	15
^{196}Pb	11
^{198}Bi	6
^{195}Pb	3

TAB. III.1: *Sections efficaces des diverses voies de réactions estimées grâce au code de simulation PACE [59, 60].*

III.1.5 Noyaux peuplés

La réaction $^{28}\text{Si}+^{176}\text{Yb}$ a permis de peupler plus de 130 noyaux [61]. Ils sont représentés sur la carte des isotopes Figure III.2 par des cases grisées. Les noyaux stables sont indiqués par leur masse A. Ce sont exclusivement des noyaux riches en neutrons (sur, ou à droite de la vallée de stabilité) qui ont été observés. La région s'étend de $Z=28$ à $Z=57$ et de $N=36$ à $N=81$. C'est là un des avantages des réactions de fission induite par ions lourds : la grande diversité des noyaux peuplés.

Des résultats issus de l'analyse de cette expérience ont été obtenus notamment sur les noyaux impairs. Des bandes rotationnelles dans les isotopes de palladium ont été identifiées [62], ces noyaux sont déformés. L'étude à haut spin de ces isotopes de palladium a en outre permis de réfuter la transition de forme (allongée vers aplatie) prédite par des calculs théoriques réalisés par P. Möller [63] pour toutes les séries isotopiques depuis $Z=44$ à $Z=48$. La transition de forme n'a pas non plus été trouvée dans les isotopes plus lourds de palladium [64], étudiés par la réaction $^{12}\text{C}+^{238}\text{U}$ à 90 MeV. De plus, des résultats sur

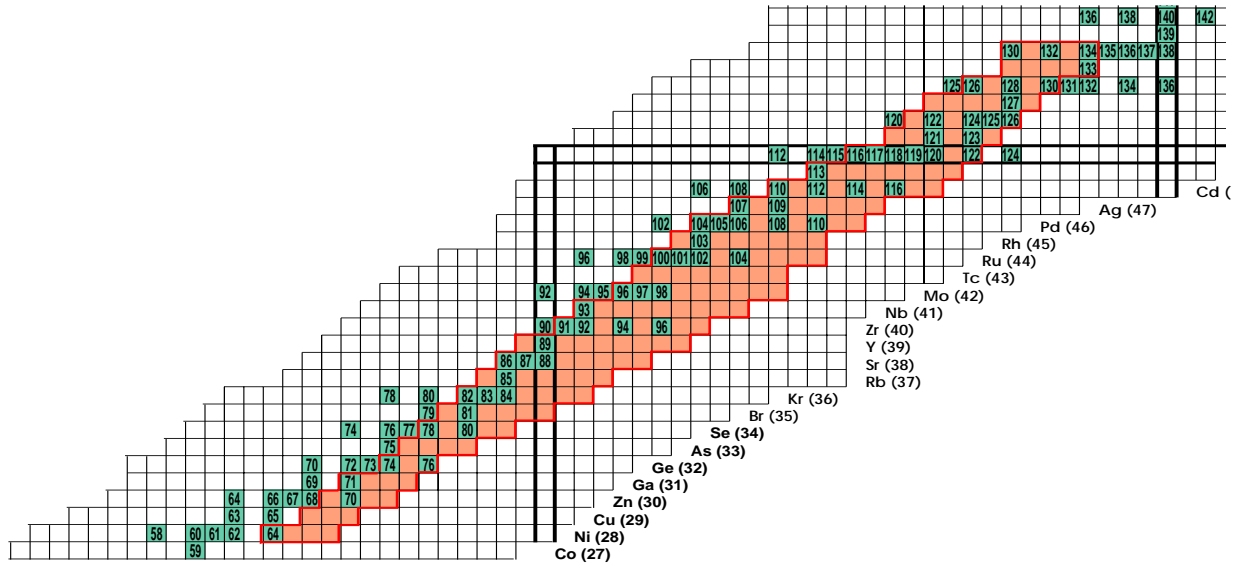


FIG. III.2: Extrait de la carte des isotopes. Les noyaux de la vallée de stabilité sont notés par leur masse A. Les noyaux peuplés par la réaction $^{28}\text{Si} + ^{176}\text{Yb}$ sont indiqués par des cases grisées [61]. Ils se situent du côté riches en neutrons de la vallée de stabilité.

les noyaux de rhodium impairs [65] et ruthénium pairs-pairs [66] ont été publiés. Ces noyaux exhibent une forme triaxiale, d'origine collective.

Le noyau le plus peuplé est, comme attendu lors d'un processus de fission induite par ions lourds, celui correspondant à la fission symétrique du noyau composé ^{204}Po , soit l'élément molybdène ($Z=Z_{Po}/2$). Les taux de production des isotopes pairs-pairs les plus produits sont représentés Figure III.3. Les pourcentages de production ont été normalisés sur les noyaux $^{98,100}\text{Mo}$.

Nos études se sont concentrées sur les isotopes de cadmium. La série des isotopes de cadmium s'étend de ^{110}Cd à ^{118}Cd , avec un maximum de production pour l'isotope ^{114}Cd . La section efficace est de l'ordre du millibarn.

Lors de notre analyse, nous avons constaté une statistique beaucoup moins importante dans les spectres caractérisant les bandes "yrasts" des noyaux de cadmium impairs que dans les spectres des noyaux pairs-pairs. Leur intensité est donc plus faible. Une des explications possible s'avance en terme de production. Les isotopes impairs pourraient être

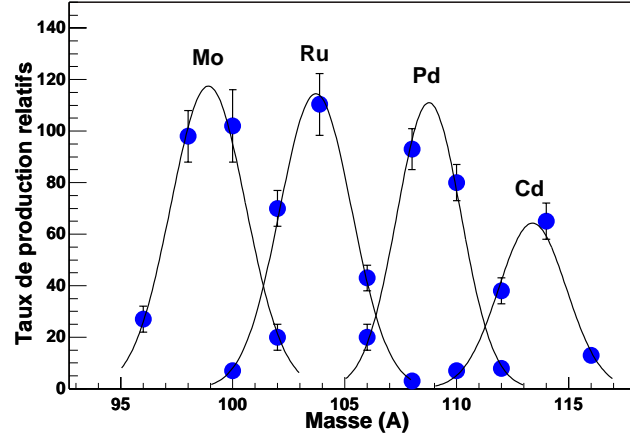


FIG. III.3: *Taux de production des noyaux pairs-pairs les plus produits lors de la réaction de fission induite par ions lourds $^{28}_{14}\text{Si} + ^{176}_{70}\text{Yb} \rightarrow ^{204}_{84}\text{Po}^*$ à une énergie de 145 MeV. La normalisation a été faite sur les isotopes $^{98,100}\text{Mo}$ et les courbes de taux de production sont ajustées par des pics gaussiens.*

beaucoup moins produits dans une réaction de fission induite. Les modèles phénoménologiques expliquent cet effet pair-impair par l'intensité des corrélations d'appariement entre les paires de nucléons. Si par exemple la paire de protons survit, une partie seulement de l'énergie d'excitation interviendra dans le processus de fission. Dans le cas de la fission du polonium, peu d'énergie est impliquée et beaucoup d'énergie est perdue en rotation [61].

III.1.6 Spectroscopie des fragments de fission

La réaction de fission binaire produit deux fragments. Comme dans toute réaction, la masse totale A et la charge sont conservées. On a donc

$$^{204}_{84}\text{Po} \rightarrow ^{A_1}_{Z_1}\text{PF}_1 + ^{A_2}_{Z_2}\text{PF}_2 + (n_{pre} + n_{post}) + (p)$$

Les produits de fission sont notés par PF , n_{pre} et n_{post} sont respectivement le nombre de neutrons de pré et post fission, p représente le nombre de particules chargées éventuellement émises lors de la fission.

Les neutrons et particules chargées émis n'ayant pas été détectés, leurs nombres doivent être déterminés grâce à la spectroscopie γ . En effet, les deux fragments sont émis en même temps, leurs transitions de désexcitation sont détectées en coïncidence. Les méthodes

d'analyse en coïncidence exposées au chapitre II sont la base de notre étude spectroscopique.

Si on conditionne sur les transitions d'un des fragments, on observe les transitions de désexcitation du fragment complémentaire. Cette méthode est illustrée Figure III.4.

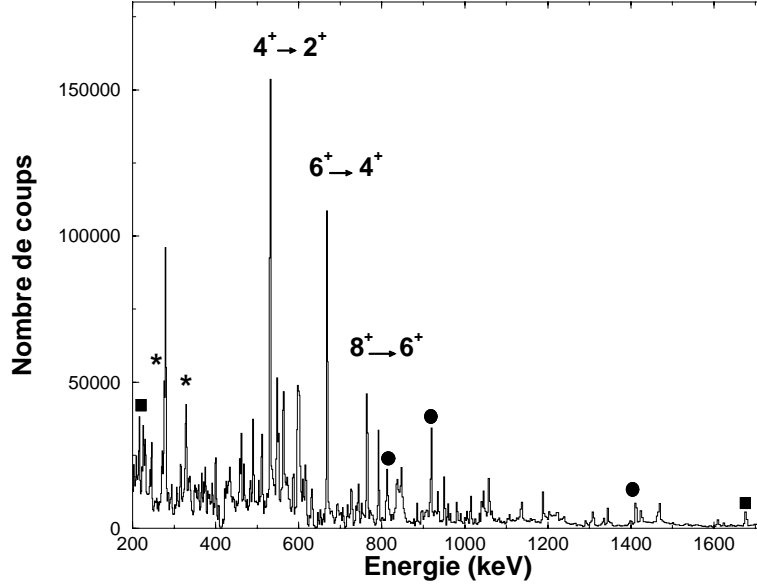


FIG. III.4: Spectre conditionné par la première transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du noyau ^{104}Ru , un des plus peuplés lors de la réaction. Les pics les plus intenses indiqués par les spins des transitions appartiennent à la bande fondamentale de ce noyau. Les pics marqués d'un cercle plein sont ceux du fragment complémentaire émis dans la voie 6 neutrons, soit l'isotope ^{94}Zr . On observe également les transitions des noyaux ^{93}Zr (étoile) et ^{95}Zr (carré plein). Il se peut également que 7 ou 5 neutrons de post-fission soient émis.

Le spectre est conditionné par la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du noyau ^{104}Ru , d'énergie 358 keV. Les transitions de haut de bande appartenant à ce noyau correspondent aux pics les plus intenses et sont indiquées dans ce spectre par $4^+ \rightarrow 2^+$, $6^+ \rightarrow 4^+$ et $8^+ \rightarrow 6^+$. On observe également les premières transitions γ du noyau ^{94}Zr , ce sont les pics indiqués avec un cercle plein, aux énergies 813, 919 et 1412 keV. La somme des numéros atomiques de ces deux isotopes est égale à $Z_{\text{Ru}} + Z_{\text{Zr}} = 44 + 40 = 84$, celui du polonium. Aucune particule chargée (du type proton ou particule α) n'est donc émise lors de cette réaction de fission. Ceci est vérifié dans le spectre puisque aucune raie appartenant à un noyau voisin de 1 ou 2 protons du noyau ^{94}Zr n'est présente. La somme des A des fragments de fission

donne $104+94=198$, soient 6 neutrons de moins que le noyau composé. On retrouve bien les nombres de neutrons indiqués au paragraphe précédent : 2 neutrons de pré-fission et en moyenne 2 neutrons par fragment. Dans le spectre de la Figure III.4 sont également indiquées les transitions des noyaux ^{93}Zr et ^{95}Zr . Elles correspondent respectivement aux pics marqués par une étoile (énergies 275 et 326 keV) et un carré plein (aux énergies 1678 et 230 keV). Ces pics sont d'intensité plus faible puisque ce sont des noyaux impairs, mais elles sont néanmoins observées dans ce spectre. La voie d'émission 6 neutrons est majoritaire mais il se peut également que 7 et 5 neutrons soient émis.

Cette identification individuelle des fragments de fission par la détection de leurs rayonnements γ en coïncidence constitue une méthode d'analyse très fiable. Initialement appliquée aux réactions de fission spontanée [67] et aux diffusions inélastiques, cette méthode a été étendue aux réactions de fission induite par ions lourds. L'assignation de nouvelles bandes peut se faire aisément si les transitions du fragment complémentaire sont connues, nous y reviendrons par la suite.

L'une des difficultés dans l'analyse d'expériences réalisées en fission induite par ions lourds est le grand nombre de fragments peuplés. En comparaison avec les réactions usuelles du type (HI, xn) , le nombre de transitions γ détecté est très grand puisque beaucoup de fragment sont produits. De plus, la plupart des noyaux possèdent des énergies γ très proches, difficiles à différencier malgré la très bonne résolution des détecteurs. Les méthodes d'analyse en coïncidence exposées au chapitre précédent (chapitre II) sont un outil indispensable à l'analyse d'une telle expérience. Pour sélectionner une bande d'un noyau il faut avoir recours souvent à des spectres conditionnés par deux voire trois transitions γ . Même si on perd en statistique, ou en résolution dans le cas d'un cube Radware [34], on est cependant sûr d'éviter les pollutions par d'autres noyaux.

En ce qui concerne plus particulièrement l'analyse d'une expérience de fission, on s'assure du noyau sélectionné en ayant, dans chaque spectre, au moins les deux premières transitions γ du noyau complémentaire. Dans le cas des isotopes de cadmium, on aura, par exemple pour le noyau ^{114}Cd , les transitions de ^{84}Kr (voie 6n), et également plus faiblement, celles de ^{83}Kr et ^{85}Kr puisque l'isotope ^{114}Cd peut être produit dans les voies respectivement 7 et 5 neutrons évaporés. Le Tableau III.2 rassemble les produits de fission complémentaires qui nous intéresseront par la suite.

Isotope de cadmium	Fragment complémentaire (dans la voie 6n)	Énergies des 2 premiers γ de Kr (keV)
^{112}Cd	^{86}Kr	1565-685
^{113}Cd	^{85}Kr	1544-269
^{114}Cd	^{84}Kr	882-1463
^{115}Cd	^{83}Kr	1122-1144
^{116}Cd	^{82}Kr	777-1044

TAB. III.2: Tableau récapitulatif des produits de fission des isotopes de cadmium dans la voie 6 neutrons évaporés.

III.2 Isotopes de cadmium : état des connaissances avant notre étude

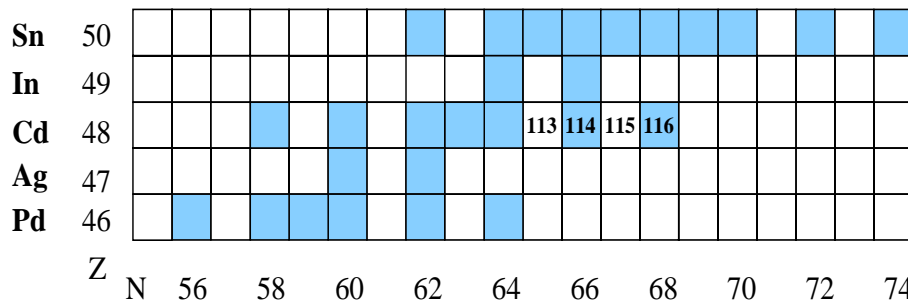


FIG. III.5: Extrait de la carte des noyaux. Les noyaux stables sont représentés par des cases grisées. Les isotopes de cadmium étudiés sont indiqués par leur masse.

Les isotopes de cadmium étudiés par la réaction présentée précédemment se situent dans la vallée de stabilité, du côté des noyaux riches en neutrons, comme le rappelle l'extrait de la carte des isotopes Figure III.5. Cette région de noyaux stables a longuement été explorée dans les années 1970 par décroissance radioactive. Ils présentent des bandes vibrationnelles, comme l'illustre la Figure III.6 et ont été interprétés par A. Bohr et B. Mottelson comme de parfaits noyaux vibreurs sphériques [7].

Depuis l'avènement des faisceaux d'ions lourds et les études à haut spin, cette région suscite à nouveau un grand intérêt : des bandes rotationnelles ont été découvertes dans les années 1980 dans les isotopes plus légers de cadmium $^{103,105,107,109}\text{Cd}$ [68, 69, 70, 71]. Le comportement collectif à haut spin semble être différent : les isotopes de cadmium sont un laboratoire idéal pour étudier les deux degrés de liberté que sont la vibration

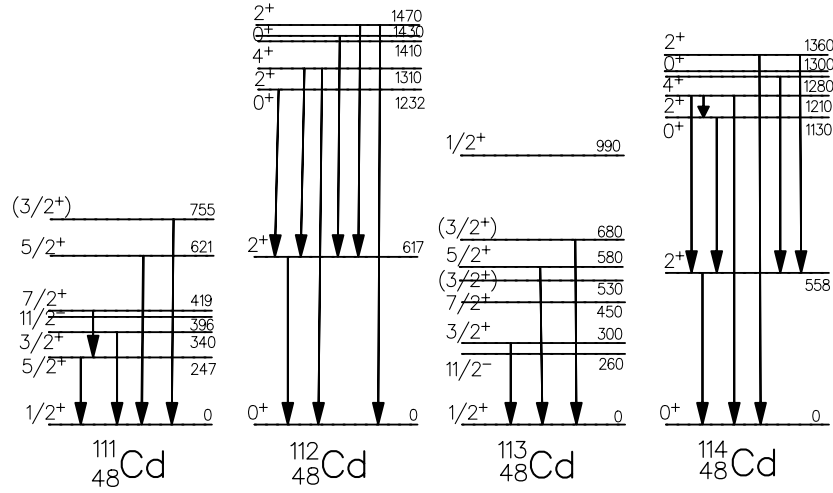


FIG. III.6: Schéma de niveaux des isotopes de cadmium identifiés par décroissance radioactive. Les isotopes pairs-pairs présentent en particulier le triplet typique 0^+ , 2^+ , 4^+ , des états de vibration quadrupolaire à deux phonons. On observe dans les isotopes impairs les états issus du couplage faible (vibrateur + particule externe). (Figure extraite de la référence [7]).

quadrupolaire et la rotation.

L'exploration des noyaux plus lourds pairs-pairs a été faite récemment par l'équipe anglaise de J. Durell [48] en identifiant les bandes "yrasts" des isotopes pairs-pairs jusqu'à la masse 122. Concernant plus particulièrement les noyaux $^{114,116}\text{Cd}$, seules les bandes "yrasts" avaient été observées jusqu'à un spin 12, ainsi que deux bandes bâties sur des états intrus 0_2^+ [72].

Les noyaux impairs ^{109}Cd et ^{111}Cd étaient les isotopes impairs les plus lourds peuplés à haut spin avant notre étude [73]. **Les isotopes $^{113,115}\text{Cd}$ n'avaient pas pu être atteints par les réactions de fusion-évaporation. L'identification de leurs schémas de niveaux que nous proposons est donc originale.**

L'ensemble des résultats antérieurs à notre étude est rassemblé dans le Tableau III.3. Les réactions employées pour peupler les isotopes de cadmium sont données, ainsi que les références bibliographiques.

Noyau	Référence	Réaction	Bandes connues
^{109}Cd	P. H. Regan <i>et al.</i> [73]	$^{96}\text{Zr}(^{18}\text{O}, xn)^{114-x}\text{Cd}$ @ 60 et 70 MeV	Quatre bandes connues, bande "yrast" jusqu'au spin $I_{max}=(51/2^-)$
^{110}Cd	S. Juutinen <i>et al.</i> [74]	$^{96}\text{Zr}(^{18}\text{O}, 4n)$ @ 73 MeV $^{100}\text{Mo}(^{13}\text{C}, 3n)$ @ 44 MeV	Schéma de niveaux bien connu, plusieurs bandes, $I_{max}=28^+$
^{111}Cd	P. H. Regan <i>et al.</i> [73]	$^{96}\text{Zr}(^{18}\text{O}, xn)^{114-x}\text{Cd}$ @ 60 et 70 MeV	Bande "yrast" jusqu'au spin $I_{max}=47/2^-$ et une bande bâtie sur un état $(19/2^+)$
^{112}Cd	M. Déléze <i>et al.</i> [75]	$^{110}\text{Pd}(\alpha, 2n\gamma)$	Schéma de niveaux bien connu, $I_{max}=14^+$
^{113}Cd	B. Rosner <i>et al.</i> [76] N. Warr <i>et al.</i> [77]	(d,p) et (d,t) $^{110}\text{Pd}(\alpha, n\gamma)$	- Energie de l'état isomérique $11/2^-$ à 265 keV - Deux premières transitions au dessus de l'isomère $11/2^-$ $I_{max}=(15/2)$
^{114}Cd	J. L. Durell <i>et al.</i> [48] S. Juutinen <i>et al.</i> [72]	$^7\text{Li} + ^{238}\text{U}$ $^{84}\text{Kr} + ^{116}\text{Cd}$ @ 370 MeV	- Bande "yrast" jusqu'au spin $I_{max}=12^+$ - Bande "yrast" et bande bâtie sur un état 0_2^+
^{115}Cd	B. Rosner <i>et al.</i> [76]	(d,p) et (d,t)	Energie de l'état isomérique $11/2^-$ à 180 keV
^{116}Cd	J. L. Durell <i>et al.</i> [48] S. Juutinen <i>et al.</i> [72]	$^7\text{Li} + ^{238}\text{U}$ $^{84}\text{Kr} + ^{116}\text{Cd}$ @ 370 MeV	- Bande "yrast" jusqu'à un spin $I_{max}=10^+$ - Bande "yrast" et 2 bandes bâties sur 0_2^+ et 0_3^+

TAB. III.3: Tableau bibliographique récapitulatif : état de l'art dans les noyaux de cadmium de masse $109 \leq A \leq 116$ avant notre étude.

III.3 Résultats expérimentaux sur les noyaux $^{113-116}\text{Cd}$

III.3.1 Isotopes pairs-pairs $^{114,116}\text{Cd}$

Les taux de production des isotopes pairs-pairs de cadmium lors de cette expérience ont déjà été présentés Figure III.3. Nous avons pu, dans un premier temps, étendre les schémas de niveaux des noyaux ^{114}Cd et ^{116}Cd . En conditionnant par les transitions de bas de bande connues et par un jeu de coïncidences judicieusement choisies, de nouveaux γ peuvent être identifiés dans les spectres. Un spectre conditionné sur les deux premières transitions du noyau ^{114}Cd est donné en exemple Figure III.7. Les raies observées en coïncidence appartiennent au haut de schéma de ce noyau. On identifie également de nouvelles transitions γ (les pics marqués par des étoiles sur la Figure III.7, que l'on place sur les bandes rotationnelles de l'isotope ^{114}Cd , selon des critères de coïncidences entre γ et d'intensités des pics.

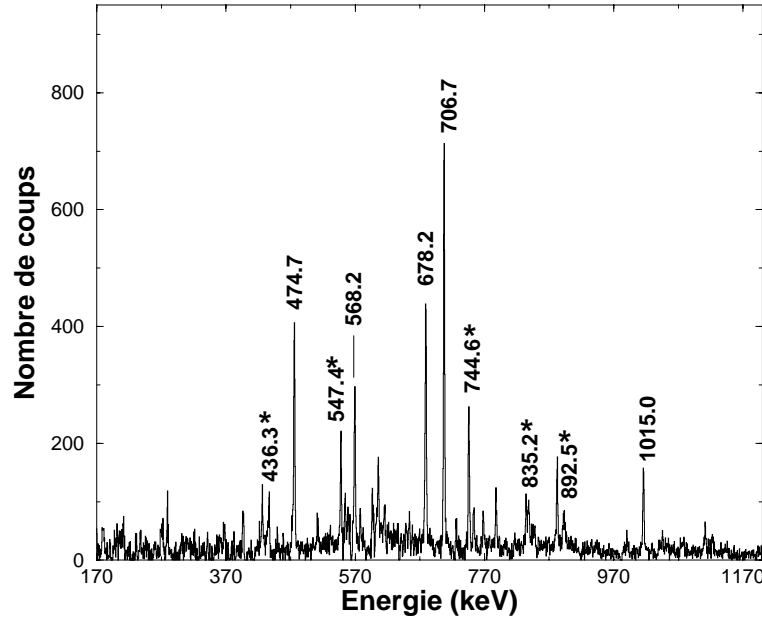


FIG. III.7: Spectre conditionné par les deux transitions 558.5 et 725.4 keV du noyau ^{114}Cd . On observe les autres transitions de ce noyau en coïncidence. Les transitions marquées d'une étoile sont nouvelles.

Pour les deux isotopes, deux transitions γ supplémentaires ont été observées permettant ainsi de connaître les bandes "yrasts" jusqu'à un spin égal à $14\hbar$. De plus, des

nouvelles bandes rotationnelles parallèles bâties sur les états 5^- [78] sont proposées, voir Figure III.8. Notons également la présence de deux transitions d'énergies respectivement 744.6 et 666.4 keV pour les noyaux $^{114-116}\text{Cd}$ reliant les nouvelles bandes aux états 6^+ des bandes fondamentales.

L'ensemble des résultats est résumé sur les nouveaux schémas de niveaux Figure III.8. L'interprétation de ces nouveaux états sera donnée ultérieurement.

Il faut souligner la présence d'un second état 8^+ dans le schéma de niveaux du noyau ^{116}Cd , ainsi qu'un net changement de comportement de la bande rotationnelle à ce niveau. Cet effet est observé dans certains noyaux de cadmium : ^{106}Cd , ^{108}Cd , ^{110}Cd , ^{116}Cd , ^{120}Cd . Il existe une controverse concernant la nature exacte de ces états.

Par exemple, dans le noyau ^{110}Cd , trois états 8^+ très proches en énergie sont présents [74] : un état à 3276 keV, appartenant à la bande rotationnelle, un second à 3187 keV, interprété comme une brisure de paire de protons $(\pi g_{9/2})^{-2}$ [79], et enfin le dernier à 3440 keV, appartenant au multiplet $(\nu h_{11/2})^2$.

Dans les isotopes ^{116}Cd [72] et ^{120}Cd [48], seulement deux états 8^+ sont identifiés. Les états non "yrasts" se situent à une énergie d'environ 2.8 MeV. Leur interprétation en termes d'excitation de deux protons est rejetée, puisqu'il a été indiqué que la paire de protons $(\pi g_{9/2})^{-2}$ se brise vers 3.1 MeV [80].

Aucun nouveau état 8^+ n'a été observé lors de cette analyse, ni pour le noyau ^{114}Cd ni pour ^{116}Cd .

III.3.2 Schémas de niveaux pour les noyaux impairs $^{113,115}\text{Cd}$

La réaction de fission induite par ions lourds présentée au paragraphe III.1.3 a permis de peupler les isotopes impairs de cadmium de masse 113 et 115. Leurs états bâties sur la bande $1/2^+$ étaient connus par décroissance radioactive. De plus, dans chacun des noyaux, un état isomérique de longue période $11/2^-$ [76] d'énergies respectives 260 et 180 keV avait été identifié. Aucune étude à haut spin n'avait été réalisée auparavant.

Deux transitions seulement au-dessus de l'isomère avaient été proposées dans le noyau ^{113}Cd [77]. En conditionnant sur ces deux énergies connues, (552 et 842 keV), le spectre Figure III.9 fait apparaître de nouvelles transitions permettant l'assignation de deux nouvelles bandes. On est assuré que le noyau identifié est bien ^{113}Cd par l'observation des pics marqués d'une étoile dans le spectre de la Figure III.9 : ils correspondent aux énergies des deux premières transitions du fragment complémentaire ^{85}Kr (269 et 1544 keV). Les nouveaux résultats pour le noyau ^{113}Cd proposés sont présentés Figure III.10.

La méthode de coïncidence entre les transitions γ des produits de fission complémentaires a été appliquée dans le cas de l'isotope ^{115}Cd , pour lequel aucune transition γ n'était connue au-dessus de l'isomère. Son fragment complémentaire, émis dans la voie 6



FIG. III.8: Schémas de niveaux des isotopes ^{114}Cd (gauche) et ^{116}Cd (droite). Les nouvelles transitions découvertes lors de ce travail sont dans les rectangles grisés. L'épaisseur des flèches reliant des états traduit l'intensité relative de la transition γ , également notée entre crochets.

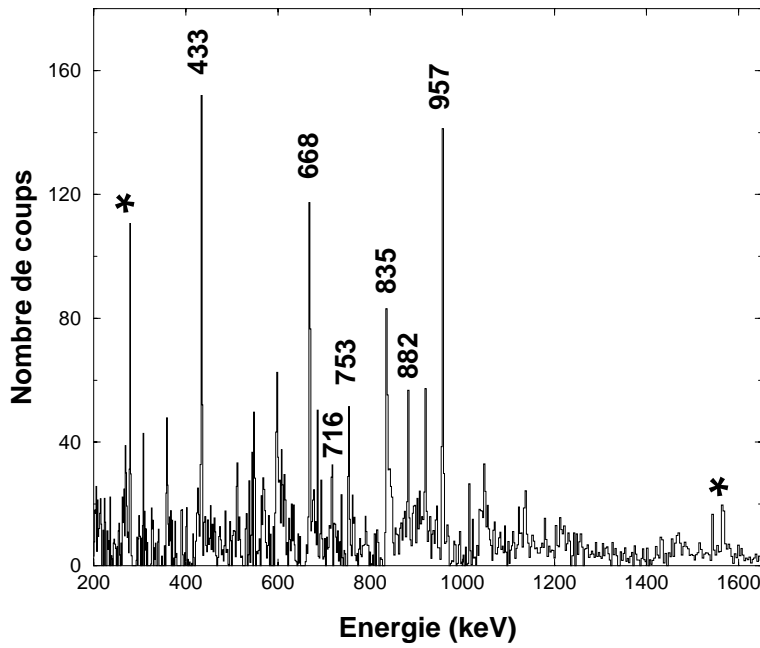


FIG. III.9: Spectre doublement conditionné sur les deux premières transitions γ situées au-dessus de l'isomère $11/2^-$ de l'isotope ^{113}Cd . Les pics, labellés par leur énergie, sont nouveaux et appartiennent au noyau ^{113}Cd . Les pics indiqués par une étoile sont les deux premières transitions γ du noyau ^{85}Kr .

neutrons lors de la réaction $^{28}_{14}\text{Si} + ^{176}_{70}\text{Yb}$, est le noyau ^{83}Kr . La condition d'application de cette méthode de coïncidence entre les transitions γ des fragments est que le schéma de niveaux du noyau complémentaire doit nécessairement être partiellement connu.

Un spectre conditionné par ses deux plus basses transitions est présenté Figure III.11. Les pics de plus forte intensité appartiennent au schéma de décroissance du krypton. Dans l'encadré, les transitions des isotopes de cadmium sont identifiées. On observe tout d'abord des pics correspondants aux transitions $(4^+ \rightarrow 2^+)$ et $(2^+ \rightarrow 0^+)$ des isotopes ^{114}Cd et ^{116}Cd , soient respectivement les énergies 558 et 725 keV, 513 et 706 keV. Ce sont les isotopes produits lorsque 7 et 5 neutrons sont évaporés. L'isotope ^{115}Cd est peuplé dans la voie $6n$ et les deux énergies à 520 et 777 keV (pics marqués en noir) sont susceptibles d'être les deux premières transitions alimentant l'isomère. En imposant ces deux transitions, on obtient le spectre Figure III.12. Les énergies 446, 644, 660, 677, 790 et 919 keV appartiennent au noyau ^{115}Cd , les pics marqués d'une étoile sont ceux du complémentaire. Par diverses relations de coïncidence, on obtient le nouveau schéma de niveaux proposé Figure III.10 pour le noyau ^{115}Cd .

Sur les Figures III.8 et III.10, les transitions γ sont symbolisées par des flèches dont l'épaisseur est proportionnelle à l'intensité de chaque transition. Les intensités relatives des transitions ont été établies à l'aide de plusieurs spectres conditionnés. Les deux premières

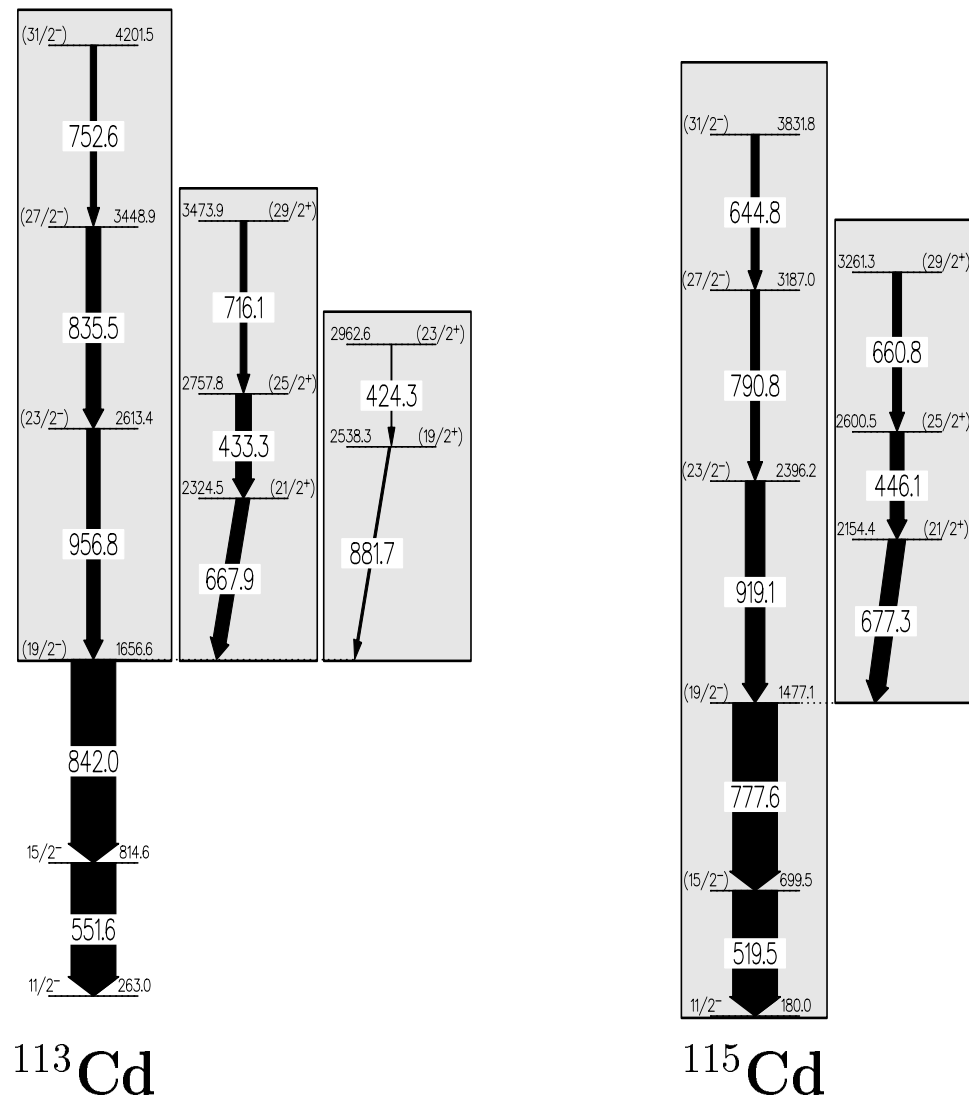


FIG. III.10: Schéma de niveaux du ^{113}Cd (gauche) et ^{115}Cd (droite). Les nouvelles bandes identifiées au cours de cette analyse sont en grisé. L'épaisseur des flèches reliant des états traduit l'intensité relative de la transition γ .

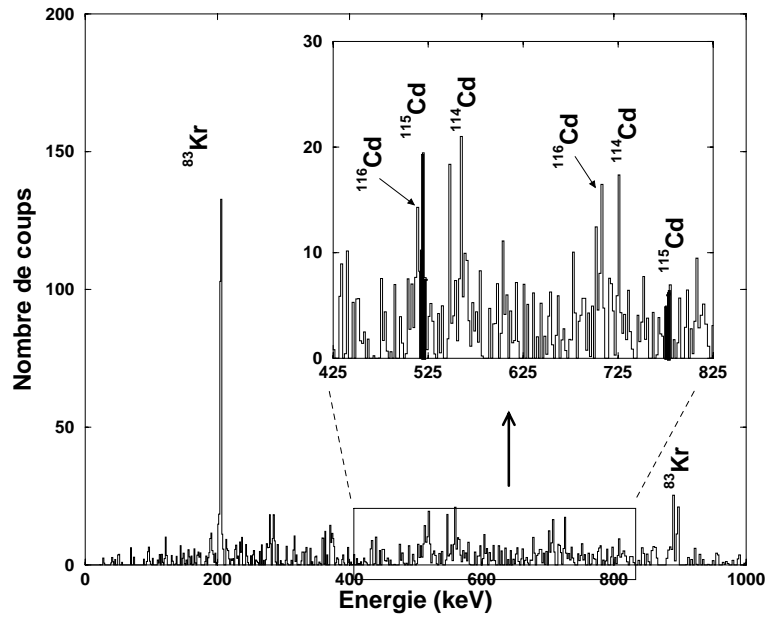


FIG. III.11: Spectre doublement conditionné sur les deux premières transitions γ de ^{83}Kr d'énergies 1122 et 1144 keV. On observe les transitions de ^{83}Kr et celles des noyaux $^{114,115,116}\text{Cd}$, produits de fission complémentaires dans les voies 7, 6 et 5 neutrons évaporés.

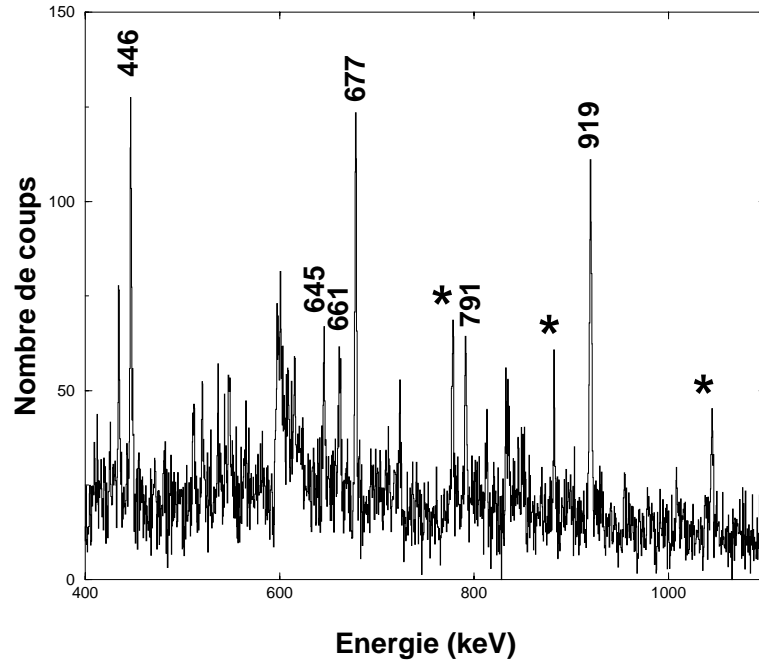


FIG. III.12: Spectre doublement conditionné sur les deux premières transitions γ de ^{115}Cd , d'énergies 519 et 777 keV. Les pics labellés par leur énergie appartiennent au noyau ^{115}Cd . Les pics marqués d'une étoile correspondent aux transitions γ de ^{83}Kr , fragment de fission complémentaire dans la voie 6n.

transitions ont une intensité que nous avons supposée égale à 100%. Les intensités des autres transitions du haut de la bande sont déterminées relativement à ces deux transitions γ .

Notons que pour éviter de supposer arbitrairement la seconde transition à 100%, nous avons construit des spectres conditionnés sur les noyaux de krypton complémentaires respectifs, afin de déterminer l'intensité relative de la seconde transition par rapport à la première. Cependant, cela nécessite d'avoir dans le spectre du krypton les deux premières transitions γ du noyau de cadmium complémentaire avec une intensité suffisamment forte, ce qui n'était pas le cas...

Comme nous l'avons détaillé au cours du chapitre II, la méthode de détermination des spins pour des états produits par fission diffère des corrélations angulaires usuelles. En effet, les noyaux sont produits dans un état non orienté, il faut avoir recours aux corrélations triples. Cette méthode, exposée chapitre II (§II.4.3), a été utilisée dans le cadre de cette expérience mais pour des raisons de manque de statistique, nous n'avons pas pu déterminer les spins par des mesures de rapport DCO. Les spins et parités des nouveaux états que nous présentons sont assignés par comparaison avec ceux des états dans les isotopes plus légers [73, 74].

III.4 Interprétation des résultats obtenus sur les isotopes $^{113-116}\text{Cd}$

III.4.1 Systématique des énergies

Replaçons les noyaux $^{113,114,115,116}\text{Cd}$ que nous avons étudiés dans le cadre plus général de la série des isotopes de cadmium. Comme nous l'avons déjà vu, ils étaient considérés comme des noyaux sphériques vibrationnels par A. Bohr et B. Mottelson [7]. Les isotopes plus déficients en neutrons $^{103,105,107,109}\text{Cd}$ ont été, dans les années 1980 interprétés en termes de bandes découplées [68, 69, 70, 71], c'est-à-dire comme étant des noyaux faiblement déformés allongés. Comme nous l'avons déjà vu dans le cadre du modèle rotor-plus-particule (chapitre I), une bande découplée est observée dans un noyau impair lorsque le terme de Coriolis est grand : il découple le nucléon de valence du mouvement de rotation du cœur. L'isotope impair se comporte collectivement de la même manière que le cœur pair-pair. En s'appuyant sur nos nouveaux résultats expérimentaux, nous avons voulu savoir si une déformation émergeait à haut spin.

Nous avons comparé les énergies des états des isotopes pairs avec celles des nouveaux états pour les impairs, en ramenant les énergies des isomères $11/2^-$ à 0, de manière à comparer uniquement les énergies relatives des niveaux dans la Figure III.13 pour les

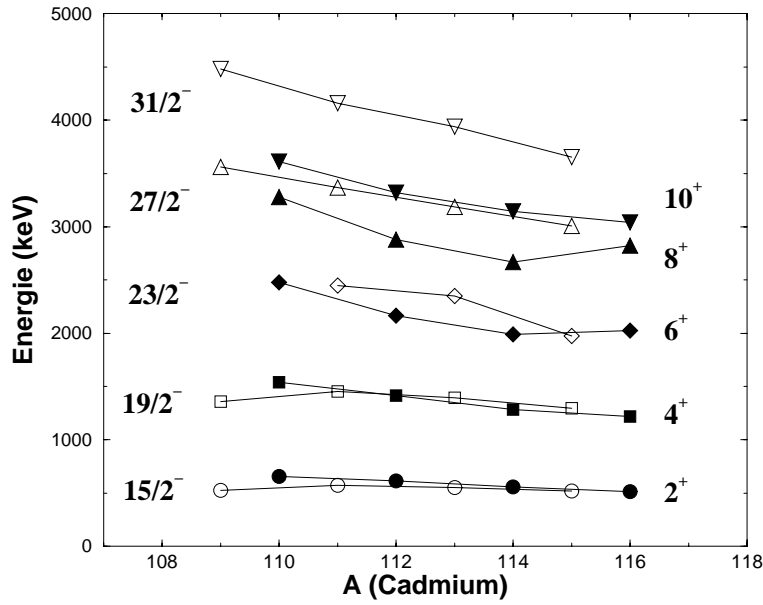


FIG. III.13: Comparaison entre les énergies des niveaux des bandes "yrasts" des isotopes pairs-pairs (symboles pleins) et celles des isotopes impairs (symboles vides) pour les noyaux de cadmium de masse 109 à 116.

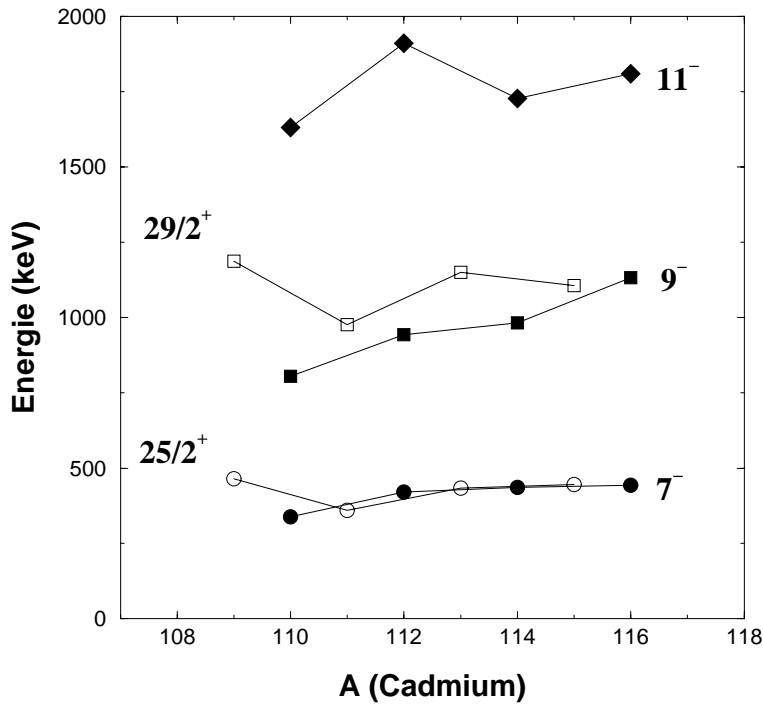


FIG. III.14: Comparaison entre les énergies des états 7^- , 9^- et 11^- (relativement au 5^-) pour les isotopes pairs-pairs et les états $(25/2^+)$ et $(29/2^+)$ (relativement au $(21/2^+)$) pour les isotopes impairs) pour les noyaux de cadmium de masse 109 à 116.

noyaux de cadmium de masse $A=109$ à $A=116$. Les niveaux des isotopes impairs de spin $(\frac{15}{2}^-)$ $(\frac{19}{2}^-)$ et $(\frac{23}{2}^-)$ (représentés par les symboles vides) se superposent aux états des isotopes pairs de spin 2^+ , 4^+ et 6^+ (symboles pleins). Comme dans le cas des isotopes de lanthane et barium présentés au chapitre I, la participation du nucléon célibataire est limitée, les états dans les noyaux ^{113}Cd et ^{115}Cd semblent être des états découplés, au moins jusqu'au spin $(\frac{23}{2}^-)$. Notons que pour les spins $(27/2^-)$ et $(31/2^-)$, l'accord est perturbé, signalant une brisure de paires de nucléons, comme nous verrons au paragraphe suivant (§III.4.2).

La même systématique est faite pour les bandes parallèles Figure III.14. Ces bandes sont beaucoup plus mal connues. L'hypothèse que les bandes bâties sur les états $(21/2^+)$ dans les isotopes impairs sont aussi découplées peut néanmoins être avancée, les énergies étant calquées sur celles des bandes 5^- des isotopes pairs-pairs.

L'observation de bandes découplées donne une première indication sur le comportement collectif des noyaux de cadmium : ils sembleraient déformés puisque les bandes sont rotationnelles, mais de déformation faible puisque l'effet de Coriolis est très grand, au point de découpler le nucléon de valence. De plus, on peut d'ores et déjà supposer que le nucléon célibataire doit se trouver sur une orbitale de grand j et de faible Ω .

III.4.2 Alignements

Si la force de Coriolis est importante, elle est susceptible de briser des paires de nucléons. Comme cela a déjà été expliqué au chapitre I §I.2, lorsqu'une paire se brise, le noyau perd de la fréquence de rotation et gagne du moment angulaire, c'est le "backbending". Le gain en moment angulaire du noyau suite à une brisure de paires est estimé à partir de l'alignement i_x défini tel que

$$i_x = I_x - I^{ref} \quad (\text{III.1})$$

avec

$$\begin{cases} I^{ref}(\omega) = \omega(\mathfrak{S}_0 + \omega^2 \mathfrak{S}_1) \\ I_x = \sqrt{I(I+1) - K^2} \end{cases}$$

I_x est la projection du moment angulaire total sur l'axe de rotation du noyau, tandis que I^{ref} est le moment angulaire de référence. Ce dernier est fonction des paramètres de Harris [81] \mathfrak{S}_0 et \mathfrak{S}_1 . Les valeurs des paramètres sont ajustées de façon à reproduire un alignement constant pour un cœur pair-pair une fois que les moments angulaires de la paire brisée sont complètement alignés sur l'axe de rotation. La valeur i_x permet ainsi d'isoler la contribution au spin due à quelques nucléons célibataires.

Dans notre cas, l'ajustement a été effectué sur la bande fondamentale du noyau ^{110}Cd [73], soient les valeurs suivantes : $\mathfrak{S}_0=3.5\hbar^2/\text{MeV}$ et $\mathfrak{S}_1=22.0\hbar^4/\text{MeV}^3$. Les alignements sont calculés à partir des spins et des énergies expérimentales, en fonction de la fréquence de rotation. On obtient les courbes présentées Figure III.15(a) pour les bandes "yrasts" des isotopes pairs-pairs et Figure III.15(b) pour les impairs.

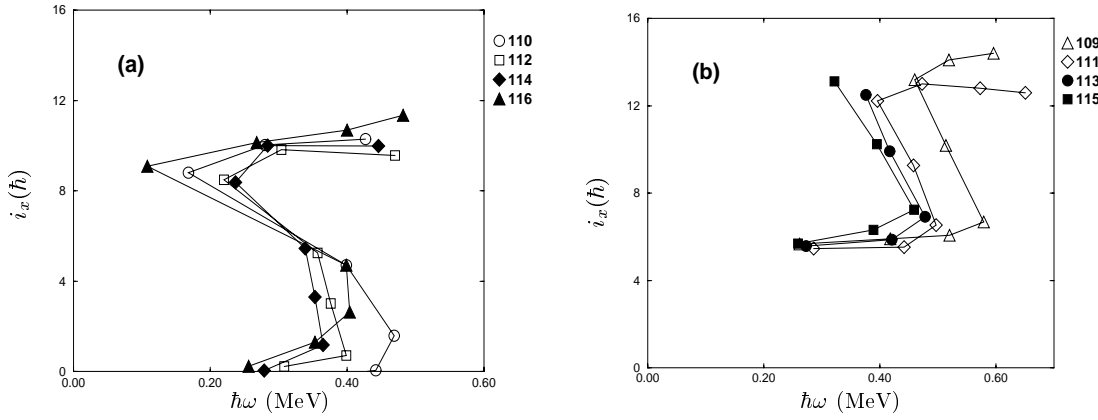


FIG. III.15: Alignements expérimentaux calculés pour les bandes "yrasts" des isotopes pairs-pairs de cadmium de masse 110 à 116 (a) et pour les isotopes impairs de masse 109 à 115 (b). Les paramètres de Harris sont issus de la référence [73] et sont choisis afin de donner un alignement constant après la brisure de paires pour le noyau ^{110}Cd .

Deux différences significatives émergent de la comparaison de ces deux figures. On remarque tout d'abord que l'alignement initial est nul dans le cas des isotopes pairs puisque toutes les particules sont appariées, alors qu'il vaut $5.5\hbar$ dans le cas des impairs. Initialement, le neutron célibataire est situé sur une orbitale $j=11/2$ (qui a une projection de $5.5\hbar$ sur l'axe de rotation). La rotation et la force de Coriolis entraînent la brisure d'une paires de neutrons. Toutes les courbes présentent alors un premier point de rebroussement, le "backbending". La fréquence de rotation du noyau diminue : la paire qui se brise tend à augmenter le moment d'inertie du noyau. Les nucléons s'alignent sur l'axe de rotation. Un second point de rebroussement est ensuite observé : la paire est alignée et le noyau peut à nouveau poursuivre sa rotation collective.

Le "backbending" a lieu à une fréquence égale à environ 0.40 MeV pour les isotopes pairs-pairs et 0.50 MeV pour les impairs. Le retard de brisure de paire pour les masses impaires est dû au nucléon célibataire qui bloque l'orbitale sur laquelle il se trouve : l'orbitale $j=11/2$ n'est pas disponible pour participer à la brisure de paire : c'est le

"blocking".

Le gain en alignement observé entre les deux points de rebroussement est égal à $10\hbar$ pour les isotopes pairs, soit une paire brisée de nucléons situés sur des orbitales $j=11/2$ de projection sur l'axe de rotation $11/2$ et $9/2$, soit $11/2+9/2=10\hbar$. Le gain est seulement de $8\hbar$ pour les impairs, soient les orbitales alignées $9/2+7/2=8\hbar$. Malheureusement, le moment angulaire maximal atteint pour les noyaux impairs ^{113}Cd et ^{115}Cd avec cette expérience ne permet pas d'aller au-delà du second point de rebroussement. La différence de gain corrobore cependant le phénomène de "blocking" de l'orbitale $j=11/2$ par le neutron célibataire.

Notons que ces différences permettent de vérifier que ce sont bien des neutrons qui s'alignent : aucun retard n'aurait été observé entre les masses impaires et paires si une paire de protons s'était alignée, ce sont tous des noyaux de cadmium et ils ont le même numéro atomique Z .

A l'issue de l'analyse qualitative effectuée sur nos résultats expérimentaux, il apparaît que les noyaux impairs $^{113,115}\text{Cd}$ sont, à haut spin, faiblement déformés. Les bandes obtenues présentent un comportement rotationnel, et non vibrationnel comme c'était le cas à plus bas spin. Les bandes découplées, qui attestent de cette déformation, sont bâties sur des orbitales $j=11/2$, en l'occurrence l'orbitale $h_{11/2}$, comme nous le verrons par la suite.

Afin d'obtenir une compréhension plus précise du comportement des nucléons, nous avons réalisé une interprétation théorique microscopique. A l'aide des modèles de champ moyen microscopiques, les nucléons sont traités de manière individuelle à l'intérieur du noyau. Les résultats sont présentés à la suite de quelques rappels des différentes approches microscopiques employées.

III.5 Approche microscopique auto-cohérente

Les isotopes de cadmium plus légers que ceux que nous avons étudiés ont été traités par des calculs microscopiques. Tout d'abord en 1975 [68], les courbes d'énergies potentielles axiales des noyaux ^{98}Cd à ^{110}Cd ont été obtenues par des calculs HF+BCS, employant la force SIII. L'isotope ^{98}Cd , avec 50 neutrons, présentait une forme sphérique. Les noyaux plus lourds étaient prédits relativement "mous", mais aucune transition de forme "oblate" vers "prolate" n'avait été mise en évidence. Plus tard, en 1988, ces calculs ont été repris, en représentation \vec{r} . Les surfaces d'énergies potentielles axiales et triaxiales, obtenues avec la paramétrisation SIII de la force de Skyrme, confirmaient la sphéricité et la grande rigidité de l'isotope ^{98}Cd , les plus déficients en neutrons étant aussi sphériques. Ils conduisaient également à prédire une grande mollesse de ces noyaux jusqu'au noyau ^{110}Cd [82].

Nous avons poursuivi les calculs théoriques pour les isotopes pairs-pairs plus lourds.

Grâce aux avancées réalisées ces dernières années dans les développements des interactions effectives, et notamment en utilisant la force SLy4 [83], les prédictions que nous apportons présentent une approche complète de la matière nucléaire, avec un traitement de l'appariement dépendant de la densité, piqué à la surface du noyau. Les résultats seront présentés à la suite de quelques rappels concernant le formalisme utilisé.

III.5.1 Rappels sur les calculs de champ moyen

a) Méthode Hartree-Fock

La théorie Hartree-Fock (HF), initialement développée pour la physique du solide, constitue un modèle de particules indépendantes non relativistes, basé sur un potentiel moyen à deux corps. Tout le problème consiste à déterminer le champ moyen nucléaire à partir des interactions entre les nucléons. L'énergie totale du noyau est déterminée par la résolution du Hamiltonien microscopique usuel :

$$H = \sum_{i=1}^A t_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j=1}^A v_{ij}^{eff} \quad (\text{III.2})$$

t_i représente l'énergie cinétique d'un nucléon et v_{ij} représente l'interaction nucléon-nucléon effective. La détermination de la force effective est l'un des enjeux principaux de la physique nucléaire théorique actuelle.

Il existe plusieurs interactions phénoménologiques développées ces dernières années. Les plus utilisées actuellement sont les forces de type Skyrme [84] et l'interaction de Gogny [85]. Les paramètres de ces forces sont en nombre très limité et sont déterminés en reproduisant au mieux les propriétés fondamentales (masse, rayon carré moyen, densité de charge, densité de neutrons, énergie de liaison, etc...) de noyaux bien connus expérimentalement.

× L'interaction de Skyrme est une force de portée nulle, incluant des corrections simulant la portée finie. Il existe plusieurs paramétrisations de cette force. Citons la force SIII [86] qui reproduit assez bien les propriétés spectroscopiques des noyaux, la force SkM [87] construite pour les résonances géantes, la force SkM* [88] qui est une force de référence pour les noyaux superdéformés, puisqu'elle reproduit la hauteur de la barrière de fission des actinides, et enfin la paramétrisation SLy4 [83].

La force SLy4 a été développée à Lyon par E. Chabanat et J. Meyer. Elle permet de reproduire avec satisfaction les propriétés suivantes : la valeur de la saturation de la matière nucléaire infinie, la compressibilité ($K_\infty=230$ MeV, à comparer avec la valeur

expérimentale qui vaut 210 ± 20 MeV) et l'énergie de symétrie. En outre, la nouveauté qu'elle offre sur les autres forces de type Skyrme est sa reproduction de l'équation d'état de la matière neutronique pure à basse et haute densité de Wiringa [89]. Cette importante propriété est illustrée sur la Figure III.16. L'énergie de liaison par nucléon est représentée en fonction de la densité de matière. Jusqu'à une valeur $\rho \sim 0.2$, c'est-à-dire pour des noyaux de densité classique, les trois forces fournissent des résultats similaires. À très haute densité, seule la paramétrisation SLy4 permet de reproduire les propriétés de la matière neutronique pure, selon l'équation de Wiringa.

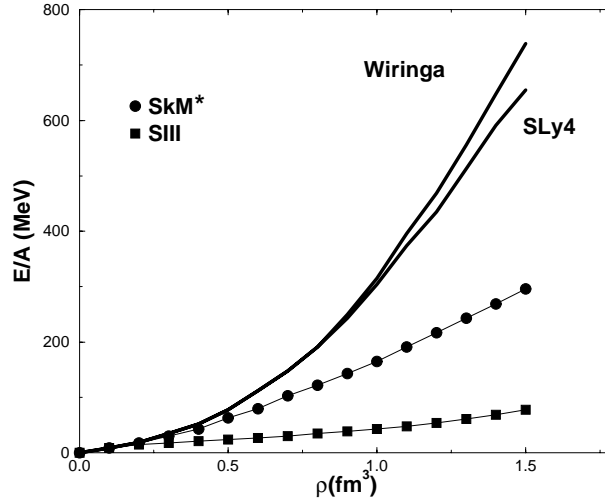


FIG. III.16: *Energie neutronique par nucléon dans la matière neutronique pure en fonction de la densité de matière [83]. Quatre courbes sont présentées, celle de Wiringa [89], et trois ajustement de l'équation d'état de la matière neutronique pure avec trois paramétrisations de la force de Skyrme. La force SLy4 est la seule à reproduire l'équation d'état de Wiringa à haute densité.*

Initialement conçue pour des matières très riches en neutrons dans des conditions extrêmes d'isospin et de densité (les étoiles à neutrons), la force SLy4 reproduit néanmoins de manière très satisfaisante les propriétés des noyaux stables et peut ainsi être utilisée pour les calculs que nous effectuerons.

× La seconde force phénoménologique développée ces dernières années est l'interaction de Gogny. C'est une force de portée finie. Les paramètres ont été ajustés de manière à reproduire également l'intensité des corrélations d'appariement [90].

Lorsque la force effective phénoménologique est choisie (le terme v_{ij}^{eff} dans l'Hamiltonien (III.2)), les équations de Hartree-Fock s'obtiennent en minimisant l'énergie totale du

noyau

$$E = \frac{\langle \Psi_{HF} | H | \Psi_{HF} \rangle}{\langle \Psi_{HF} | \Psi_{HF} \rangle} \quad (\text{III.3})$$

où Ψ_{HF} est la fonction d'onde du noyau. Dans la méthode Hartree-Fock, l'espace variationnel est restreint au seul déterminant de Slater :

$$| \Psi_{HF} \rangle = \det[\phi_{\alpha 1}(x_1) \cdot \phi_{\alpha 2}(x_2) \dots \phi_{\alpha A}(x_A)] \quad (\text{III.4})$$

La fonction d'onde du noyau est composée du produit antisymétrisé de fonctions d'ondes individuelles de A fermions. La résolution auto-cohérente des A équations couplées conduit à l'énergie totale du noyau.

Dans le cadre de cette méthode, l'interaction résiduelle entre les nucléons n'est pas prise en compte et on ne peut donc appliquer Hartree-Fock avec succès qu'essentiellement pour les noyaux magiques.

b) Méthode Hartree-Fock-plus-BCS

L'interaction nucléaire résiduelle la plus importante est la force d'appariement qui permet de coupler les nucléons deux à deux. Pour la prendre en compte, on introduit le formalisme de Bardeen-Cooper-Shrieffer [91], développé dans les années 60 pour décrire le phénomène de supraconductivité.

La fonction d'onde d'essai est alors plus élaborée que celle de Hartree-Fock et correspond à un état non plus de particules indépendantes, mais de quasi-particules indépendantes. Un état de quasi-particule (qp) est une combinaison linéaire de particules et de trous. L'interaction d'appariement est ainsi introduite dans le concept même de quasi-particule. Notons qu'on ne considère que la partie de l'appariement qui couple deux particules de même nature, c'est-à-dire neutron-neutron, proton-proton mais pas neutron-proton.

La fonction d'onde d'essai BCS décrivant l'état fondamental du noyau s'écrit :

$$| \Psi_{BCS} \rangle = \prod_{k>0} P_k^+ | 0 \rangle \quad (\text{III.5})$$

où $| 0 \rangle$ est le vide de particule et P_k^+ l'opérateur donné par la formule (III.6) :

$$P_k^+ = u_k + v_k a_k^+ a_{\bar{k}}^+ \quad (\text{III.6})$$

a_k^+ est l'opérateur de création d'une particule dans l'état k et $a_{\bar{k}}^+$ l'opérateur de création de l'état \bar{k} , l'état renversé par rapport au sens du temps de k . v_k représente l'amplitude de probabilité pour que la paire (k, \bar{k}) soit occupée, alors que u_k est l'amplitude de probabilité pour que cette paire soit vide.

Il faut d'ores et déjà noter que dans le formalisme BCS le nombre de particules n'est conservé qu'en moyenne. Nous verrons que ce sont des méthodes de projection sur le bon nombre de nucléons qui permettent de restaurer cette symétrie brisée.

On définit les opérateurs de création η_k^+ et d'annihilation de quasi-particule η_k . L'opérateur d'annihilation de quasi-particule η_k prend pour vide la fonction d'onde d'essai BCS, selon l'équation suivante :

$$\eta_k | \Psi_{BCS} \rangle = 0 \quad (\text{III.7})$$

avec η_k exprimé en fonction des opérateurs de particules :

$$\eta_k = u_k a_k - v_k a_{\bar{k}}^+ \quad (\text{III.8})$$

La transformation — transformation de Bogoliubov-Valatin — qui permet de passer des opérateurs de particules aux opérateurs de quasi-particules (équation (III.8)) est une transformation linéaire canonique. Les quasi-particules sont donc également des fermions. Les états de quasi-particules représentent des excitations élémentaires du système. Ainsi, l'état fondamental est par définition l'état ne contenant aucune excitation, on comprend ainsi la signification physique de l'équation (III.7).

L'Hamiltonien précédent (III.2) s'écrit, dans le formalisme de la seconde quantification :

$$H = \sum_{ij} t_{ij} a_i^+ a_j + \frac{1}{4} \sum_{ijkl} v_{ijkl} a_i^+ a_j^+ a_l a_k \quad (\text{III.9})$$

où t_{ij} est l'élément de matrice à un corps de l'énergie cinétique et v_{ijkl} l'élément de matrice à deux corps de l'interaction effective.

Si l'interaction effective que l'on emploie est de type Gogny, seule cette interaction intervient car elle comprend déjà dans son expression l'appariement. Lorsque c'est une force de Skyrme, il faut lui ajouter un terme pour traiter les corrélations d'appariement.

⊗ Inclusion des corrélations d'appariement

La notion de champ moyen permet un traitement approximatif du noyau. Pour reproduire au mieux son comportement et ses propriétés, il est nécessaire de corriger le potentiel moyen en tenant compte des corrélations d'appariement. Cette interaction résiduelle la plus importante est responsable de deux propriétés remarquables des isotopes pairs-pairs dans leur état fondamental. On observe en effet une oscillation entre les masses des noyaux pairs et celles des impairs, avec les masses des pairs toujours plus faibles. De plus, tous les états fondamentaux des noyaux pairs-pairs présentent un spin $J^\pi = 0^+$, état singulièrement abaissé par rapport à sa position donnée dans un simple modèle en couches.

Le traitement de l'interaction résiduelle d'appariement s'effectue à l'aide d'un potentiel à deux corps. Initialement, c'est une force de séniorité qui a été utilisée, elle est donnée par l'équation suivante, avec G constant quelque soient les états i et j :

$$-G = \langle i\bar{i} | V | j\bar{j} \rangle \quad (\text{III.10})$$

où \bar{i} et \bar{j} sont les états renversés par rapport au temps de i et j .

La force de séniorité permet un traitement grossier de l'appariement. En effet, la force doit être traitée dans le canal particule-particule et les éléments de matrice doivent être calculés individuellement pour chaque état considéré. Ainsi, on doit déterminer :

$$-G_{ij} = \langle i\bar{i} | V | j\bar{j} \rangle \quad (\text{III.11})$$

Le potentiel V peut alors être pris comme un terme de volume,

$$V = V_0 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \quad (\text{III.12})$$

ou bien, piqué à la surface du noyau dépendant de la densité [92], comme l'indique le potentiel suivant :

$$V = V_0 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) (1 - \rho(r)/\rho_c) \quad (\text{III.13})$$

Ces éléments de matrice étant connus, on obtient ainsi l'expression du gap d'appariement (III.16) exprimé au paragraphe suivant. C'est cette dernière génération de terme d'appariement que nous avons employée pour nos calculs.

Nous venons de voir les différents types d'interactions effectives que l'on peut utiliser, ainsi que l'expression du terme d'appariement. Pour mener à bien des calculs de type HF+BCS, il est nécessaire d'appliquer au noyau diverses contraintes.

⊗ Contraintes sur le nombre de nucléons en moyenne

Pour déterminer la probabilité d'occupation de chaque état en termes de quasi-particules, il faut contraindre sur le nombre de nucléons et donc minimiser l'expression :

$$\langle H - \lambda_N(N - \bar{N}) - \lambda_Z(Z - \bar{Z}) \rangle \quad (\text{III.14})$$

Les λ_N et λ_Z sont des paramètres de Lagrange et sont appelés potentiels chimiques ou énergies de Fermi (respectivement neutron et proton).

En appliquant à nouveau le principe variationnel, et minimisant l'énergie, on aboutit à l'équation (III.15)

$$2(\epsilon_k - \lambda u_k v_k - \Delta_k(u_k^2 - v_k^2)) = 0 \quad (\text{III.15})$$

avec ϵ_k les énergies de particules individuelles et λ l'énergie du niveau de Fermi. Δ_k est le tenseur d'appariement, donné en (III.16).

$$\Delta_k = \frac{1}{2} \sum_{\ell} \frac{G_{\ell k} \Delta_{\ell}}{\sqrt{(\epsilon_{\ell} - \lambda)^2 + \Delta_{\ell}^2}} \quad (\text{III.16})$$

Si l'appariement a été traité par G constant (équation (III.10)), les paramètres Δ_k seront tous égaux. Sinon, on obtient les équations du gap (III.17) pour chaque état k .

$$\begin{cases} u_k^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\epsilon_k - \lambda}{\sqrt{(\epsilon_k - \lambda)^2 + \Delta_k^2}} \right) \\ v_k^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\epsilon_k - \lambda}{\sqrt{(\epsilon_k - \lambda)^2 + \Delta_k^2}} \right) \end{cases} \quad (\text{III.17})$$

avec la condition suivante de normalisation sur les probabilités d'occupation

$$u_k^2 + v_k^2 = 1 \quad (\text{III.18})$$

Notons que la contrainte appliquée ne garantit la conservation du nombre de nucléons qu'en moyenne, donné par l'équation (III.19) :

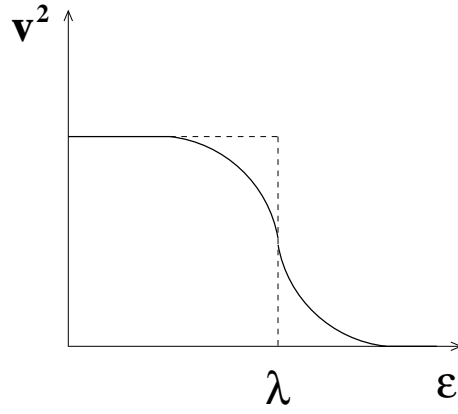


FIG. III.17: Représentation schématique de la probabilité d'occupation v^2 en fonction de ϵ l'énergie. La courbe en pointillés correspond au cas Hartree-Fock pur, celle en traits pleins au cas HF+BCS.

$$N = \sum_k v_k^2 \quad (\text{III.19})$$

Si les corrélations d'appariement entre les nucléons ne sont pas prises en compte, comme dans le cas Hartree-Fock, les probabilités d'occupation en fonction de l'énergie ont l'allure de la courbe pointillée Figure III.17 : tous les états en-dessous du niveau de Fermi sont occupés et tous les états au-dessus sont vides. La prise en considération des corrélations d'appariement permet de lisser la transition des états non occupés aux états occupés. La surface de Fermi n'est plus abrupte, comme le montre la Figure III.17, elle devient diffuse. Notons que dans un noyau, si toutes les particules sont couplées à 0, seules les paires proches du niveau de Fermi (soit environ 5 paires pour un noyau de masse $A \sim 200$) participent à l'appariement.

⊗ Contrainte sur la forme

Les calculs auto-cohérents décrits précédemment permettent d'obtenir l'énergie minimale du noyau, soit le point minimum de la surface d'énergie potentielle. Pour étudier la déformabilité du noyau, c'est-à-dire son énergie en fonction de la déformation, une seconde contrainte est à prendre en compte : c'est la contrainte sur les moments quadripolaires. En minimisant le Hamiltonien suivant pour plusieurs valeurs de Q_{20} et Q_{22} , on obtient la courbe de surface d'énergie potentielle. L'expression qui est alors minimisée est la suivante :

$$< H - \lambda_N(N - \bar{N}) - \lambda_Z(Z - \bar{Z}) - c (Q_o - \bar{Q}_o)^2 > \quad (\text{III.20})$$

Les opérateurs de contraintes quadrupolaires sont donnés par les expressions (III.21),

$$\begin{cases} Q_{20} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sum_{i=1}^A r_i^2 Y_2^0(\theta_i, \phi_i) \\ Q_{22} = \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \sum_{i=1}^A r_i^2 (Y_2^2(\theta_i, \phi_i) + Y_2^{-2}(\theta_i, \phi_i)) \end{cases} \quad (\text{III.21})$$

avec Q_{20} moment quadrupolaire axial et Q_{22} moment quadrupolaire triaxial.

⊗ Projection approchée sur le bon nombre de nucléons : méthode de Lipkin-Nogami

Comme le nombre de nucléons n'est conservé qu'en moyenne dans le formalisme HF+BCS, il convient de restaurer la symétrie nombre de particules. On utilise la méthode de Lipkin-Nogami, qui permet notamment d'affiner l'appariement, mal traité par BCS autour des nombres magiques. Initialement développée par H. J. Lipkin [93] pour la physique du solide, cette méthode approchée de projection sur le bon nombre de nucléons avant application du principe variationnel fut appliquée pour la physique nucléaire par Y. Nogami *et al.* [94][95][96]. A. Kamlah a montré [97], en 1968, qu'en minimisant non pas l'expression (III.20) mais en développant jusqu'à un ordre élevé, on récupère le bon nombre de nucléons, la valeur obtenue est alors exacte. Sachant que les termes exposants impairs sont nuls, on obtient ainsi une valeur proche de la réalité en minimisant l'expression du Hamiltonien donnée en (III.9) selon Lipkin-Nogami à l'ordre 2 :

$$< H - \lambda_N(N - \bar{N}) - \lambda'_N(N^2 - \bar{N}^2) - \lambda_Z(Z - \bar{Z}) - \lambda'_Z(Z^2 - \bar{Z}^2) - c (Q_o - \bar{Q}_o)^2 >$$

La méthode de Lipkin-Nogami permet d'obtenir de bons résultats [98]. C'est une méthode approchée de projection avant variation.

On obtient par ce calcul contraint l'énergie totale du noyau pour une déformation souhaitée grâce au paramètre c (la contrainte). On obtient également les énergies de particules individuelles ainsi que les énergies de quasi-particules.

La méthode HF+BCS permet de traiter des noyaux paires-pairs de manière statique. Le champ d'appariement que nous avons considéré couple seulement les états conjugués k et \bar{k} . Pour traiter des noyaux en rotation, ou des noyaux impairs, configurations pour lesquelles la symétrie par renversement du temps est brisée, il faut pouvoir apparier des états k et \bar{k}' . On ne peut plus négliger les termes non-diagonaux du tenseur d'appariement, c'est le formalisme Hartree-Fock-Bogoliubov que nous verrons au paragraphe d).

c) Projection exacte sur le bon nombre de nucléons

Comme nous l'avons déjà mentionné, l'Hamiltonien HF+BCS brise plusieurs symétries, notamment l'invariance par translation, le moment angulaire total, et le nombre total de nucléons, qui n'est conservé qu'en moyenne. Pour obtenir l'énergie du noyau de manière exacte, il est nécessaire de projeter les équations sur le bon nombre de nucléons.

La méthode que nous avons employée est une méthode de projection après variation. Elle utilise les opérateurs de projection [99] approchés sur le nombre de nucléons N_0 de la forme :

$$\hat{P}_N = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i\theta(\hat{N}-N_0)} d\theta \quad (\text{III.22})$$

En appliquant cet opérateur à la fonction d'onde BCS, selon l'équation (III.23), on construit une fonction d'onde possédant le bon nombre de nucléons, grâce à une double intégrale pour rétablir à la fois le nombre de neutrons et de protons.

$$\hat{P}_N | \varphi \rangle = | \varphi_N \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i\theta_N(\hat{N}-N_0)} d\theta_N \times \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i\theta_Z(\hat{Z}-Z_0)} d\theta_Z | \varphi \rangle \quad (\text{III.23})$$

Les méthodes de projection après variation présentent l'avantage de fournir un résultat rapidement. Cependant, pour une approche plus rigoureuse, il est nécessaire de projeter avant variation, c'est-à-dire avant d'appliquer le principe variationnel. Enfin, citons de plus la méthode de la coordonnée génératrice [100](GCM) qui permet d'aller au-delà des méthodes de champ moyen à l'aide d'un formalisme purement quantique et variationnel. La méthode GCM consiste à effectuer un mélange de configurations selon un degré de liberté continu (q) :

$$| \Psi \rangle = \int f(q) | \phi(q) \rangle dq \quad (\text{III.24})$$

où les fonctions poids $f(q)$ seront déterminées de manière variationnelle, en résolvant l'équation de Hill et Wheeler.

La restauration du bon nombre de neutrons et de protons en appliquant les opérateurs de projection revient à effectuer un calcul à deux coordonnées génératrices, les angles θ_N et θ_Z , avec les poids des différentes configurations connues, $e^{i\theta_N N}$ et $e^{i\theta_Z Z}$. Notons que d'autres degrés de libertés peuvent être traités. Citons notamment la projection sur le moment angulaire [101] et les travaux ayant pris comme degré de liberté l'appariement [102].

d) Méthode Hartree-Fock-Bogoliubov pour les noyaux impairs

La méthode Hartree-Fock-plus-BCS présentée en §III.5.1b) ne permet de coupler que des états renversés par rapport au temps. Dans le cas d'une rotation, ou pour décrire les noyaux composés d'un nombre impair de nucléons, cette symétrie est brisée. Il est néanmoins nécessaire de disposer d'une approche pour ces cas.

La méthode utilisée est la théorie Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB). Elle représente la généralisation du traitement BCS dans lequel on ne prend en compte que les éléments diagonaux du tenseur d'appariement (III.16). HFB traite donc de manière exacte le tenseur Δ . La résolution des équations se fait toujours de manière itérative, les calculs sont cependant plus lourds. Il s'avère que la valeur des éléments non diagonaux de Δ représente moins de 20% de la valeur des éléments diagonaux [90]. On peut donc considérer que l'approximation BCS est suffisante et donne des résultats satisfaisants pour les noyaux pairs-pairs.

La méthode statique pour traiter les noyaux impairs est décrite brièvement maintenant. Le noyau impair est considéré comme un cœur pair-pair plus une excitation de quasi-particule. Dans la pratique, le nucléon célibataire est bloqué sur l'orbitale qui minimise l'énergie totale du noyau, il lui est interdit de s'apparier avec un autre nucléon. La fonction d'onde d'essai pour décrire le noyau est alors égale à :

$$\eta_{k_1}^+ | BCS \rangle = a_{k_1}^+ \prod_{k \neq k_1} (u_k + v_k a_k^+ a_{\bar{k}}^+) | 0 \rangle \quad (\text{III.25})$$

avec le nucléon célibataire bloqué dans l'état k_1 .

Le formalisme BCS peut tout de même être utilisé pour un noyau impair : c'est la méthode HF+BCS bloquée. La probabilité d'occupation, au sens de BCS, $v_{k_1}^2$ est égale à 1, donc $u_{k_1}^2=0$, et son état renversé par rapport au temps doit être vide, $v_{\bar{k}_1}^2=0$, comme ceci est illustré Figure III.18. Dans le cadre de HFB, seul l'état k_1 est obligatoirement occupé, aucune contrainte n'est imposée sur son état renversé par rapport au temps.

La résolution de l'Hamiltonien (III.9) se fait à nouveau de manière variationnelle, il faut résoudre les A équations couplées de manière auto-cohérente. L'expression du gap est modifiée, c'est celle du gap bloqué.

III.5.2 Résultats sur les isotopes pairs-pairs de cadmium

Les calculs pour les isotopes de cadmium ont été réalisés à l'aide d'un code statique utilisant la méthode Hartree-Fock+BCS telle qu'elle a été décrite précédemment. La force effective choisie est la paramétrisation SLy4 [83] de la force de Skyrme décrite au paragraphe III.5.1 a). Les corrélations d'appariement ont été introduites au moyen de la théorie

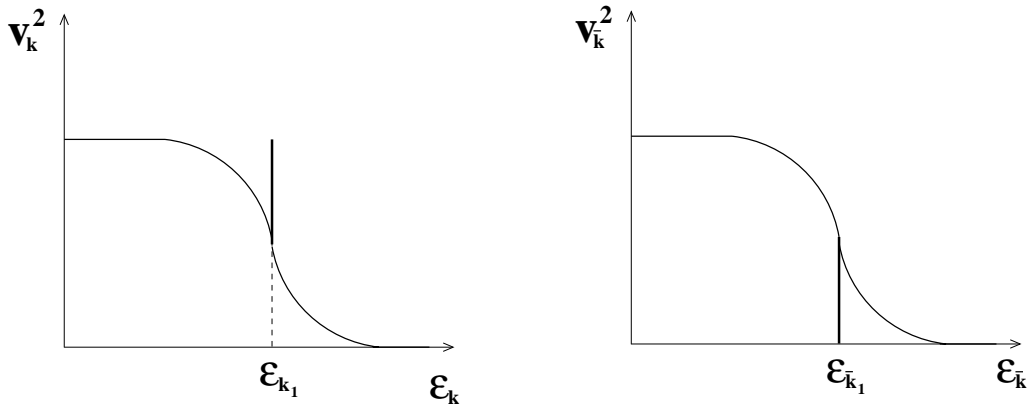


FIG. III.18: *Illustration du blocage d'une quasi-particule dans le cas de calculs HF+BCS bloqué pour un isotope impair. La particule célibataire est bloquée sur l'orbitale k_1 , la probabilité de présence est égale à 1 (Figure de gauche). La particule célibataire ne doit s'apparier avec personne, son état renversé par rapport au temps est imposé vide, de probabilité de présence nulle (Figure de droite).*

BCS, en utilisant une densité générant un appariement piqué à la surface du noyau [92]. La procédure de Lipkin-Nogami a été employée pour traiter de manière plus correcte l'appariement autour des nombres magiques.

Ces calculs HF+BCS en représentation \vec{r} sont effectués sur réseau [103]. L'espace est discrétisé en une grille tridimensionnelle. En imposant des contraintes de déformation quadrupolaires en Y_0^2 et Y_2^2 , données en (III.21), les conditions de symétrie permettent de réduire l'espace de calcul à un huitième d'ellipsoïde. Ceci est illustré dans l'annexe A. Toutes les formes du noyau sont décrites dans le premier sextant de la Figure A.1.

Comme les calculs sont statiques, chaque orbitale décrit deux nucléons, l'un renversé par rapport au temps de l'autre. Avec ce code, seuls les noyaux pairs-pairs sont traités. La taille du réseau est dictée par la masse des noyaux. La taille de la "boîte" doit être imposée bien plus grande que les dimensions du noyau. Pour les noyaux de cadmium, on choisit un réseau de dimension $13 \times 13 \times 15$, avec un pas de 0.75fm. Le nombre d'orbitales est choisi en conséquence, ici 100 fonctions d'ondes, soit 50 pour les protons et 50 pour les neutrons. En chaque point du réseau, toutes les fonctions d'ondes individuelles sont calculées. Notons que pour chaque fonction d'onde, quatre composantes sont déterminées : partie réelle "spin-up" et "spin-down", partie imaginaire "spin-up" et "spin-down". La résolution numérique des équations fournit l'énergie totale du noyau à l'équilibre et hors équilibre. Les résultats sont présentés sous forme de cartes d'énergies potentielles : en chaque point du sextant, on reporte l'énergie du noyau en fonction de la déformation (donnée par le moment quadrupolaire de masse total du noyau en fm^2) et du paramètre γ caractérisant le degré de triaxialité.

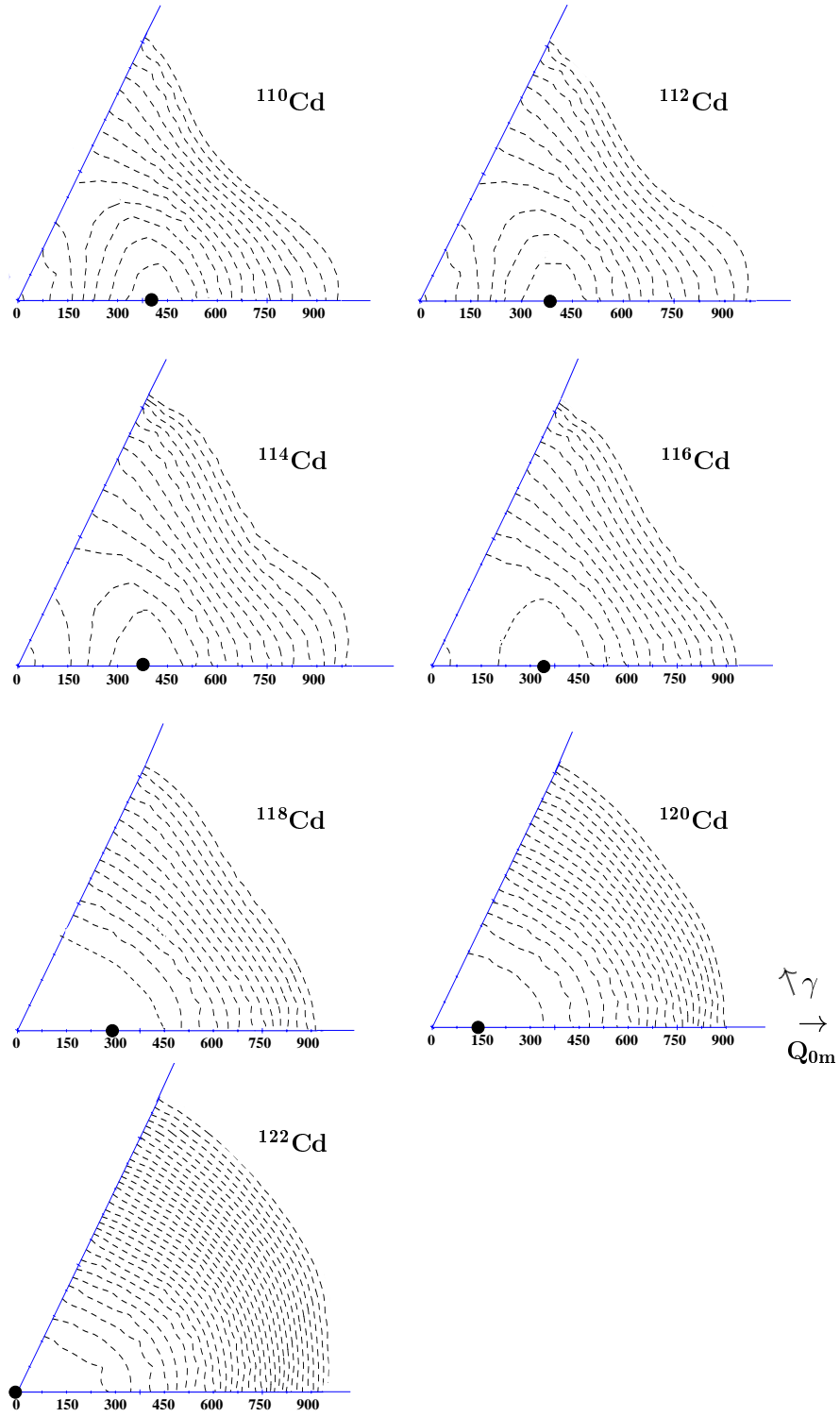


FIG. III.19: Surfaces d'énergies potentielles pour les isotopes $^{110-122}\text{Cd}$, obtenues par des calculs $\text{HF}+\text{BCS}$, en fonction du moment quadrupolaire de masse Q_{0m} en fm^2 et du degré de triaxialité γ . La distance séparant deux contours est de 200 keV. Les minima sont indiqués par des points.

Nous avons réalisé 7 cartes, pour les noyaux pairs-pairs de cadmium de masse 110 à 122 [104]. L'ensemble est présenté Figure III.19. Les équipotentielles sont tracées tous les 200 keV. Les minima absolus sont indiqués par des points.

Plusieurs informations quant à la forme des noyaux peuvent être obtenues à partir des cartes.

× A l'équilibre, les noyaux ne sont pas sphériques mais présentent un minimum pour un moment quadrupolaire de masse environ égal à 400fm^2 . Les noyaux sont de forme allongée ("prolate"), avec une déformation axiale, relativement faible. Cette déformation diminue lorsque A augmente, le noyau ^{122}Cd est prédit sphérique.

× On observe de plus une certaine mollesse. La mollesse d'un noyau est l'aptitude qu'il a à se déformer. Sur les cartes, on visualise la hauteur de la barrière (en MeV) pour passer d'une forme allongée ($Q_{0m} > 0$) à une forme aplatie ($Q_{0m} < 0$) : V_{po} (barrière "prolate" vers "oblate"). Il faut environ 800 keV (4 équipotentielles) au noyau ^{110}Cd (sur une énergie totale de -941MeV) pour passer la barrière, ce qui est faible. La mollesse vis-à-vis du degré de triaxialité γ augmente avec A : la surface d'énergie potentielle pour l'isotope ^{118}Cd ne présente plus aucune barrière entre les deux formes.

Noyau	Energie du Minimum (MeV)	Q_{0m} (fm^2)	Energie sans contrainte (MeV)	Q_{0m} sans contrainte (fm^2)
^{110}Cd	-941.910	400	-941.942	392
^{112}Cd	-958.166	375	-958.170	376
^{114}Cd	-973.615	375	-973.579	345
^{116}Cd	-988.358	375	-988.264	264
^{118}Cd	-1002.509	300	-1002.411	5
^{120}Cd	-1016.206	0	-1016.207	2
	-1016.204	150		
^{122}Cd	-1029.372	0	-1029.372	0.8

TAB. III.4: Tableau résumant les énergies des minima contraints pour les 7 isotopes de cadmium étudiés. Toutes les valeurs de moments quadrupolaires ont été obtenues pour des points axiaux, à γ nul. Les valeurs non contraintes sont également reportées.

Dans le Tableau III.4 sont résumées les valeurs des énergies des minima et la déformation correspondante pour les 7 noyaux étudiés. Lorsque le minimum contraint est

déterminé, on peut effectuer des calculs non contraints pour déterminer l'énergie et la déformation absolues du noyau. Ces valeurs sont également données dans le Tableau III.4. La convergence des calculs dans le cas où le noyau est laissé libre est longue à atteindre, étant donnée la mollesse des noyaux de cadmium. Les minima absolus des noyaux les plus mous $^{118,120,122}\text{Cd}$ tendent vers la sphéricité.

Les résultats obtenus sur les isotopes lourds de cadmium corroborent les prédictions théoriques réalisées dans les années 80. La force SLy4, qui reproduit les propriétés à la fois des noyaux très riches en neutrons et des noyaux de la vallée de stabilité, couplée à un traitement de l'appariement non plus constant mais piqué à la surface de Fermi, conduisent à une meilleure approche de la matière nucléaire, en la traitant microscopiquement. L'approche théorique que nous avons réalisée prédit des isotopes de cadmium faiblement déformés présentant de plus une grande mollesse vis-à-vis du degré de triaxialité γ .

III.5.3 Spectres d'énergies individuelles

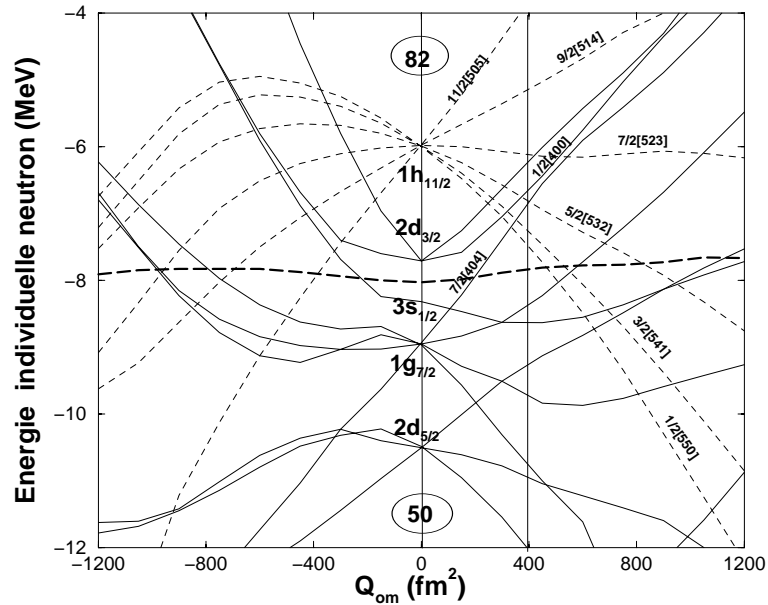


FIG. III.20: *Energies neutrons en fonction du moment quadrupolaire de masse issues de nos calculs Hartree-Fock-plus-BCS pour l'isotope ^{114}Cd . Le niveau de Fermi est représenté en pointillés gras. La déformation pour laquelle l'énergie du noyau est minimale est environ égale à 400 fm^2 (barre verticale). Les orbitales en traits pleins sont de parité positive alors que les orbitales de parité négative sont en traits pointillés.*

Comme nous l'avons déjà exposé au paragraphe III.5.2, les fonctions d'ondes individuelles sont calculées en chaque point, pour chaque déformation dans les calculs HF+BCS.

On a donc accès aux énergies théoriques individuelles des orbitales.

La Figure III.20 présente les énergies neutrons théoriques en fonction de la déformation axiale pour l'isotope ^{114}Cd . Le niveau de Fermi est représenté en pointillés. En se plaçant au moment quadrupolaire pour lequel l'énergie du noyau est minimum, déterminé grâce aux cartes, du côté des formes allongées, à 400 fm^2 , on obtient les orbitales disponibles pour des excitations, donc les configurations des noyaux impairs. Ce schéma de Nilsson confirme la présence d'orbitales issues de la couche $h_{11/2}$, de petites projections Ω ($1/2$, $3/2$), soient les orbitales $[550]1/2$ et $[541]3/2$.

On comprend de manière microscopique pourquoi les effets de la force de Coriolis sont très influents dans cette région et on explique ainsi la présence de bandes découplées dans ces noyaux de cadmium. Notons également la présence non loin du niveau de Fermi de l'orbitale $g_{7/2}$, de projection $\Omega=7/2$, l'orbitale $[404]7/2$.

III.5.4 Interprétation des spins expérimentaux des têtes de bandes

Avec les configurations d'orbitales individuelles obtenues par les calculs microscopiques, nous pouvons maintenant proposer une interprétation des spins des états des nouvelles bandes en termes d'excitation de particules.

- Isotopes $^{114,116}\text{Cd}$, états fondamentaux 0^+

L'interprétation est immédiate ; dans l'état fondamental d'un noyau pair-pair, les paires de particules qui participent à l'appariement (rappelons en effet que dans un noyau, seules 4 ou 5 paires de nucléons participent à l'appariement) sont toutes appariées et couplées à zéro.

- Isotopes $^{114,116}\text{Cd}$, états excités 5^-

Les états 5^- peuvent être interprétés comme une excitation à deux quasi-particules : la rotation du noyau entraîne une brisure de paire dans le cœur pair-pair. La configuration à 2 quasi-particules de cet état est donc $\nu h_{11/2}(\Omega=1/2, 3/2) \otimes \nu g_{7/2}(\Omega=7/2)$, soient donc les orbitales $[550]1/2$ et $[404]7/2$ labellées en notation asymptotique de Nilsson. La parité de l'état est bien négative, $\pi=(-1)^{N_1+N_2}=(-1)^{4+5}=(-)$.

- Isotopes $^{113,115}\text{Cd}$, états isomériques $11/2^-$

Comme nous l'avons déjà mentionné, les états $11/2^-$ dans les isotopes impairs de cadmium sont isomériques, de très longue durée de vie, respectivement 14.1 ans pour le noyau ^{113}Cd et 44.6 jours pour ^{115}Cd [105]. L'observation d'un état de parité négative et de moment angulaire $11/2^-$ à basse énergie suggère que le neutron célibataire est situé sur l'orbitale $h_{11/2}$. C'est ce que nous avons déjà observé de manière expérimentale par les bandes découplées et les alignements, et ce que nous avons montré par des calculs microscopiques.

- Isotopes $^{113,115}\text{Cd}$, états excités $21/2^+$

Comme les bandes parallèles dans les isotopes impairs sont des bandes découplées des

bandes excitées dans les pairs, la configuration suivante à 3 quasi-particules peut être proposée : $(\nu_{11/2})^2_{10+} \otimes \nu g_{7/2} (\Omega=7/2)$.

Il faut noter que les interprétations en termes de quasi-particules que nous avons proposées excluent toute excitation de qp protons $\pi g_{9/2}$. Les états $21/2^+$ ont cependant été interprétés comme deux trous de proton et une excitation neutron, $\pi(g_{9/2})^{-2}_{8+} \otimes \nu d_{5/2}$ dans les isotopes $^{105,107}\text{Cd}$ [106]. Nous ne pouvons rigoureusement exclure totalement cette configuration, mais les énergies d'excitation de qp protons issues de nos calculs sont nettement plus grandes.

III.5.5 Courbes d'énergies potentielles pour des excitations à 2 qp

Comme nous l'avons vu (§III.5.3), les calculs fournissent les énergies de particules individuelles en fonction de la déformation. Nous avons également accès aux énergies de quasi-particules. Ainsi, nous pouvons obtenir les énergies des états correspondants à des excitations de une qp (voir §III.5.7) ou de deux qp. En ajoutant les énergies de qp à l'énergie totale du noyau pair-pair, on obtient les énergies des états excités. Ceci a été réalisé pour les noyaux ^{114}Cd et ^{116}Cd , pour des états excités à 2 qp, une $h_{11/2}$, $\Omega=1/2$ et une $g_{7/2}$, $\Omega=7/2$. La Figure III.21 présente ces courbes pour une déformation "prolate". Les états excités 5^- semblent être de déformation identique aux états à 0qp (les états fondamentaux). Le puits est néanmoins plus prononcé pour ces états à 2 qp.

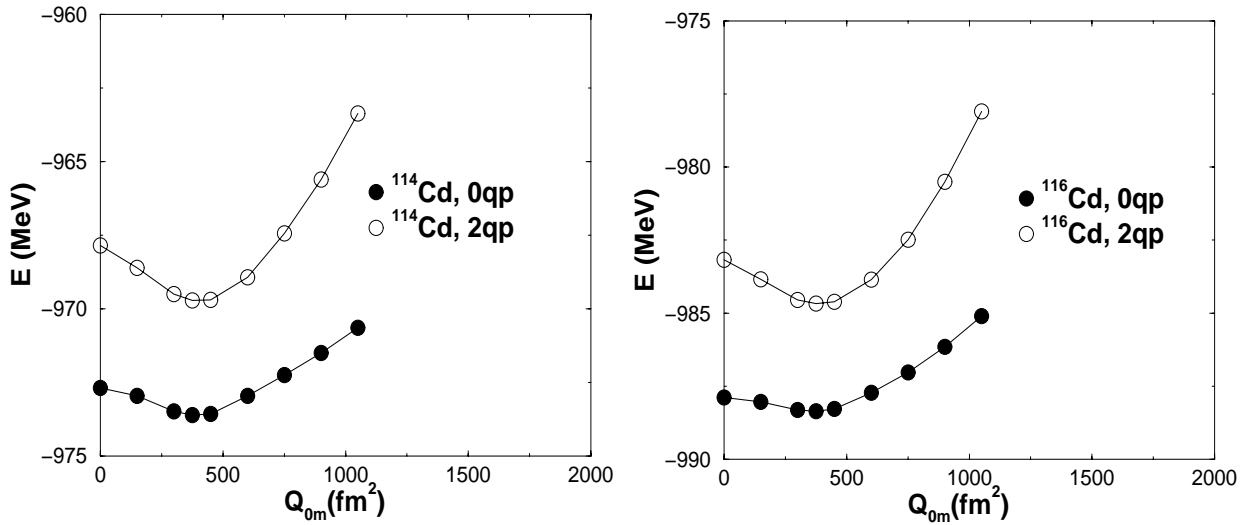


FIG. III.21: Courbes d'énergie potentielle en fonction du moment quadrupolaire de masse ("prolate") pour les isotopes pairs-pairs ^{114}Cd (à gauche) et ^{116}Cd (à droite). Les énergies représentées pour les états fondamentaux (0qp) sont issues de nos calculs. Les énergies pour les états d'excitation de deux qp sont obtenues en ajoutant les énergies des qp $h_{11/2}$, $\Omega=1/2$ et $g_{7/2}$, $\Omega=7/2$ à l'énergie fondamentale, pour différentes déformations "prolates".

III.5.6 Résultats projetés dans les isotopes pairs-pairs

Les cartes présentées précédemment sont issues de calculs HF+BCS purs, ne conservant le nombre total de nucléons du noyau qu'en moyenne. Comme nous l'avons exposé au paragraphe III.5.1 c), on peut restaurer le bon nombre de nucléons à l'aide des projecteurs. Nous avons effectué ces calculs pour les 7 surfaces d'énergie potentielles des isotopes de cadmium. Les résultats sont présentés sur la Figure III.22.

Les résultats projetés sont en très bon accord avec les observations antérieures : la déformation est du même ordre de grandeur, elle diminue lorsque A augmente. La mollesse de ces noyaux vis-à-vis du degré de triaxialité γ est accentuée par rapport aux calculs non projetés.

Nous venons d'exposer les résultats obtenus pour les isotopes pairs-pairs de cadmium. Leur déformation statique a pu être déterminée. Cependant, la majorité des nouveaux résultats obtenus expérimentalement concernent les noyaux impairs. Une interprétation de leur comportement est proposée au paragraphe suivant. Nous avons utilisé un modèle "simple" permettant d'obtenir rapidement une idée de la déformation de ces isotopes.

III.5.7 Extraction de la déformation dans les noyaux impairs de cadmium

A partir des énergies théoriques obtenues pour les isotopes de cadmium pairs-pairs, l'énergie du noyau impair peut-être calculée. En effet, dans une image simple du noyau, l'isotope impair est composé du cœur pair-pair plus une particule. Nous avons déjà vu que les neutrons célibataires se situent sur des orbitales $h_{11/2}$ de projection $\Omega=1/2$ (§ III.5.3). Comme les calculs nous fournissent les énergies de quasi-particule orbitale par orbitale, on peut obtenir des valeurs approximatives pour les énergies des noyaux impairs en ajoutant à l'énergie totale du cœur pair-pair l'énergie de la quasi-particule située sur l'orbitale $h_{11/2}$, $\Omega=1/2$, et ce pour toutes les déformations axiales. Les surfaces d'énergie potentielle en fonction du moment quadrupolaire de masse, pour $\gamma=0$, sont représentées Figure III.23.

Les noyaux impairs sont stabilisés pour une déformation "prolate", légèrement supérieure à celle des noyaux pairs-pairs. Leur moment quadrupolaire de masse vaut environ 450 fm^2 . Remarquons également que le puits est plus profond pour les noyaux impairs (environ 2 MeV au lieu de 1 MeV).

Grâce aux calculs effectués sur les isotopes pairs et à partir des estimations précédentes sur les impairs, les moments quadrupolaires de charge théoriques sont connus. Ces valeurs peuvent être comparées aux données expérimentales. Il faut au préalable remarquer que

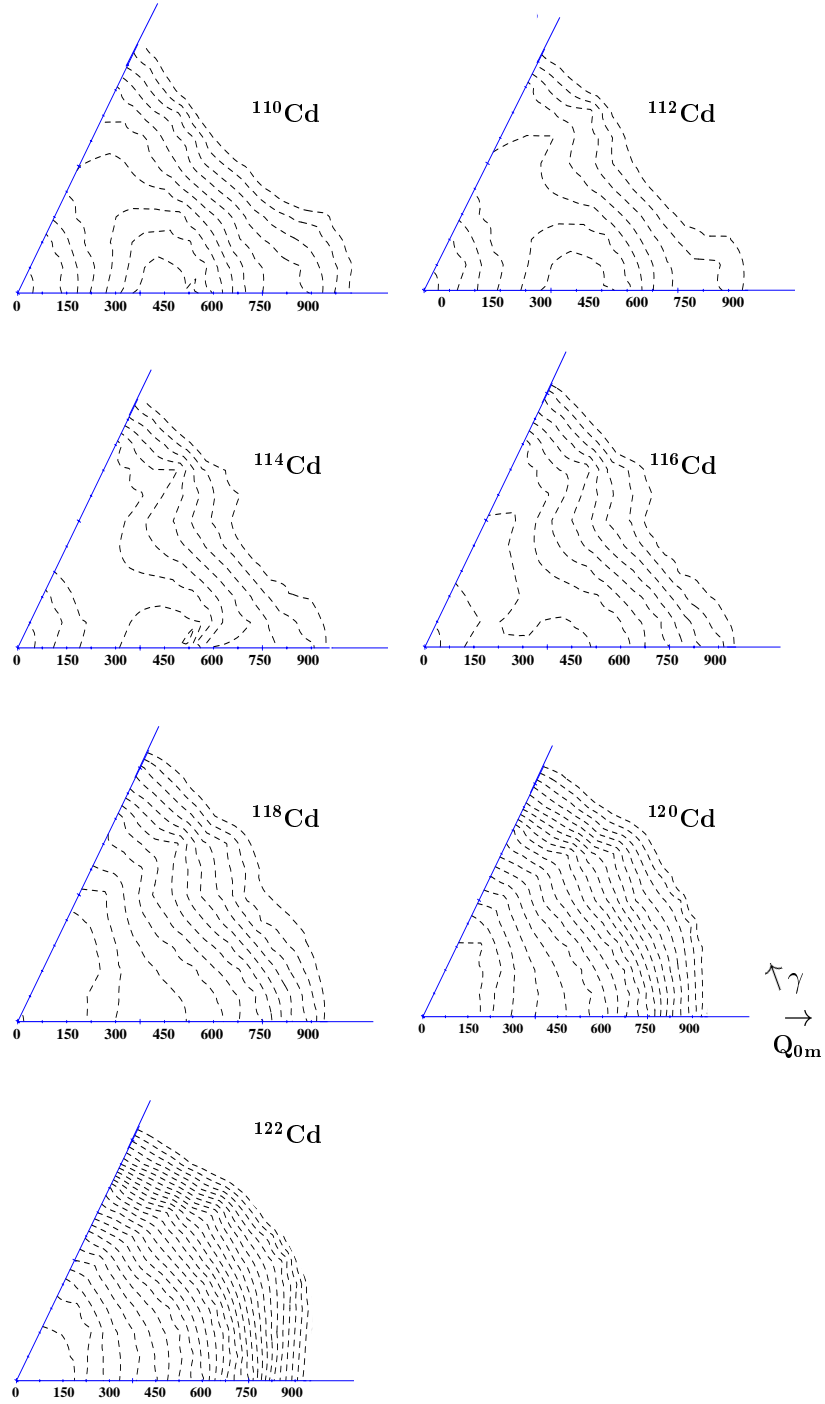


FIG. III.22: Surfaces d'énergies potentielles pour les isotopes $^{110-122}\text{Cd}$ obtenues par des calculs $\text{HF}+\text{BCS}$ projetés sur le bon nombre de nucléons à l'aide des projecteurs. La distance séparant deux contours est de 200 keV.

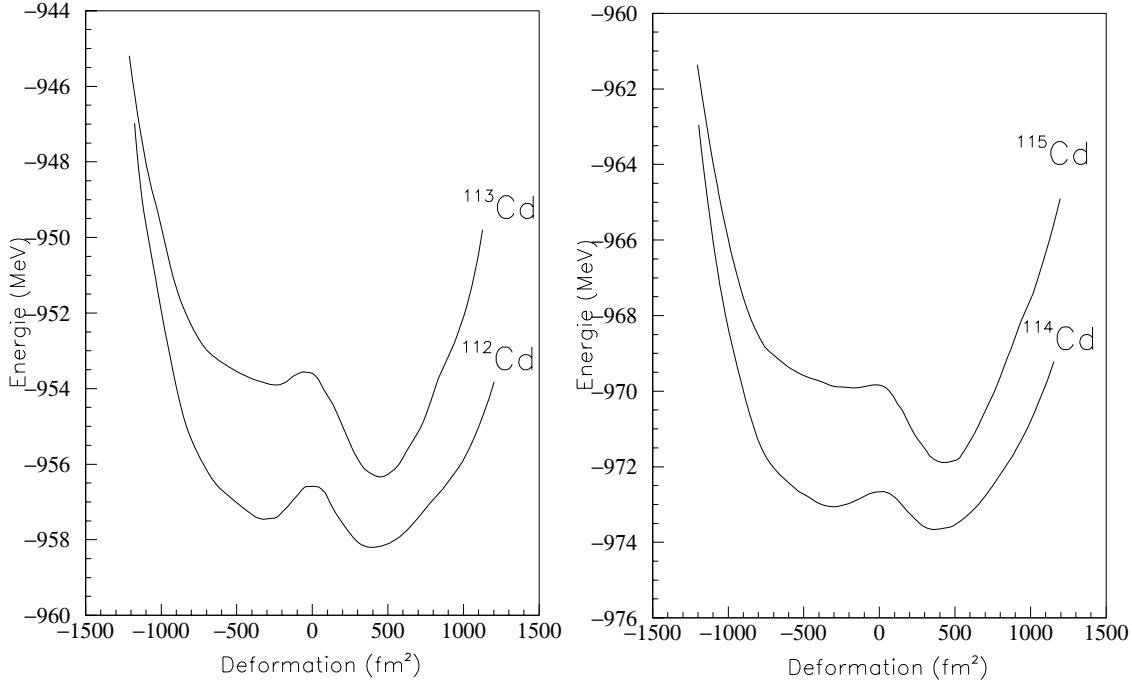


FIG. III.23: Courbes d'énergies potentielles pour les isotopes pairs-pairs et les isotopes impairs correspondants : ^{112}Cd , $^{113}\text{Cd} = ^{112}\text{Cd} + 1 \text{ qp } (h_{11/2}, \Omega=1/2)$ et ^{114}Cd , $^{115}\text{Cd} = ^{114}\text{Cd} + 1 \text{ qp } (h_{11/2}, \Omega=1/2)$.

peu de moments quadrupolaires ont été mesurés, et que pour la plupart, les mesures datent des années 1970.

Expérimentalement, ce sont les moments quadrupolaires de charge (ou moment quadrupolaire spectroscopique) qui sont mesurables ($Q_{0c}^{\text{mesuré}}$). Ils sont mesurés dans le référentiel du laboratoire. Les calculs théoriques fournissent, quant à eux les moments quadrupolaires de charge (et de masse) intrinsèque au noyau (Q_{0c}^{int}). Sous l'hypothèse rotationnelle et dans un modèle axial, pour une bande de spin I et de projection sur l'axe de symétrie K , on passe du référentiel du laboratoire au référentiel intrinsèque selon la formule (III.26)

$$Q_{0c}^{\text{mesuré}} = Q_{0c}^{\text{int}} \frac{3K^2 - I(I+1)}{(2I+3)(I+1)} \quad (\text{III.26})$$

Pour un état de spin 2^+ , et de projection $K=0$, soit pour les cas des isotopes pairs-pairs, la formule se réduit à

$$Q_{0c}^{\text{int}} = -3.5Q_{2+} \quad (\text{III.27})$$

avec Q_{2+} le moment spectroscopique mesuré pour un état 2^+ . Pour une bande appartenant à un isotope impair de spin $11/2$ et projection $K=1/2$, on aura

$$Q_{0c}^{int} = -2.6Q_{11/2-} \quad (\text{III.28})$$

Les valeurs expérimentales sont reportées dans le Tableau III.5. Toutes les valeurs des moments quadrupolaires mesurés sont issues de la référence [107]. Nous les avons transformées dans le référentiel lié au noyau grâce aux formules (III.27) et (III.28), afin de les comparer avec les valeurs théoriques issues de nos calculs. L'accord entre nos valeurs théoriques et les mesures est assez bon.

Notons que dans ce Tableau sont également reportées, à titre indicatif, les valeurs de β . L'extraction de la déformation β se fait en utilisant la formule (III.29) reliant moment quadrupolaire et la déformation β pour un noyau à symétrie axiale de rayon R .

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZeR^2\beta(1 + 0.36\beta) \quad (\text{III.29})$$

La déformation des isotopes de cadmium est donc de l'ordre de 0.1.

	^{112}Cd	^{113}Cd	^{114}Cd	^{115}Cd
$Q_{0c}^{exp} \text{ (fm}^2\text{)}$	129 ± 14	184 ± 20	133 ± 14	140 ± 15
$Q_{0c}^{th} \text{ (fm}^2\text{)}$	161	193	159	200
β^{th}	0.127	0.150	0.124	0.153

TAB. III.5: Comparaison entre les moments quadrupolaires de charge expérimentaux Q_{0c}^{exp} (en fm^2), obtenus grâce aux valeurs Q_{2+} et $Q_{11/2-}$ [107], et les moments quadrupolaires de charge théoriques Q_{0c}^{th} issus de nos calculs $HF+BCS$.

Les estimations de la déformation des noyaux impairs que nous venons d'avancer sont dépendantes d'hypothèses assez restrictives : nous avons considéré le noyau comme un rotor axial, et traité le noyau impair comme un simple cœur pair-pair accompagné d'une particule figée sur une orbitale $h_{11/2}$. Pour traiter le problème de manière correcte, il faudrait entreprendre une approche microscopique auto-cohérente, comme celle que nous avons fait pour les isotopes paires-paires de cadmium, mais avec la méthode HFB (§ III.5.1 d)).

III.6 Conclusion

L'étude sur les isotopes de cadmium que nous venons de présenter a été réalisée grâce aux réactions de fission induite par ions lourds. Ce type de réaction s'avère être l'unique moyen pour atteindre à haut spin les isotopes de la vallée de stabilité $^{113-116}\text{Cd}$. Couplées au multidétecteur γ EUROGAM II, ces réactions de fission nous permettent de tirer partie de la complémentarité des fragments de fission. Comme ils sont émis en même temps, leurs transitions de désexcitation sont détectées en coïncidence. C'est en conditionnant sur les transitions γ des fragments complémentaires que nous avons pu identifier deux nouveaux schémas de niveaux dans les isotopes impairs ^{113}Cd et ^{115}Cd à haut spin, au-dessus de l'isomère $11/2^-$.

Longtemps considérés comme l'exemple type de bons noyaux vibreurs, ces isotopes de cadmium présentent à haut spin un comportement rotationnel. Par notre étude expérimentale nous avons montré la présence de bandes découplées, signant ainsi l'apparition d'une faible déformation dans ces noyaux, et une force de Coriolis importante. Dans les isotopes impairs ^{113}Cd et ^{115}Cd , le nucléon célibataire est découplé, le comportement rotationnel des bandes est identique à celui des cœurs pairs-pairs respectifs.

Pour confirmer la déformation et déterminer sa valeur, nous avons mis en œuvre des calculs microscopiques dans une approche de type champ moyen, utilisant la force effective SLy4. Ces calculs statiques réalisés pour les isotopes pairs-pairs montrent une légère déformation "prolate". De plus, le degré de triaxialité γ a été exploré, on constate que ces noyaux présentent une grande mollesse. L'identification en termes de particules individuelles fournit la configuration neutron des isotopes impairs : le nucléon célibataire se situe sur une orbitale issue de la couche $h_{11/2}$, de faible projection K égale à $1/2$ ou $3/2$.

Ainsi, ces isotopes de cadmium réunissent toutes les conditions présentées au chapitre I dans le cadre de l'approximation de découplage du modèle Rotor-Plus-Particule. Leur déformation est faible, et la configuration de la particule célibataire présente une grande valeur de spin j de faible projection sur l'axe de déformation. Les résultats que nous avons présentés constituent une mise en évidence expérimentale du cas où la force de Coriolis est très intense, découplant complètement le nucléon célibataire.

A l'issue de cette étude, une question reste néanmoins ouverte. Les calculs statiques que nous avons effectués indiquent une diminution de la déformation entre les masses $A=110$ et $A=120$, le noyau ^{122}Cd étant prédit sphérique par nos calculs. Expérimentalement, l'évolution de la déformation peut être obtenue :

- soit en représentant les moment quadropolaires expérimentaux (transformés dans le référentiel lié au noyau), ce sont les triangles vides sur la Figure III.24) représentés en fonction de A ,
- soit en observant les énergies des états "yrasts" rotationnels 2^+ en fonction de la

masse. En effet, pour un état de spin $I=2$, l'énergie est reliée à la déformation selon la formule du rotor par l'expression :

$$E_{2+} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} I(I+1) = \frac{3\hbar^2}{\mathfrak{I}} \quad (\text{III.30})$$

D'après le comportement des moments quadrupolaires, la déformation des isotopes de cadmium semble être minimale pour ^{112}Cd et croître pour les plus lourds. Cependant, les valeurs expérimentales ne sont pas connues au-delà de ^{116}Cd . Les énergies des états 2^+ quant à elles diminuent, signifiant une augmentation du moment d'inertie \mathfrak{I} , jusqu'à $A=118$. Comme nous l'avons vu au cours du chapitre I, une augmentation du moment d'inertie peut être l'action conjuguée de l'augmentation de la déformation du noyau et de la diminution de l'intensité des corrélations d'appariement.

La déformation statique que nous avons déterminée ne suffit donc pas pour interpréter le comportement collectif des isotopes de cadmium $^{113-116}\text{Cd}$. La déformation doit être d'origine dynamique.

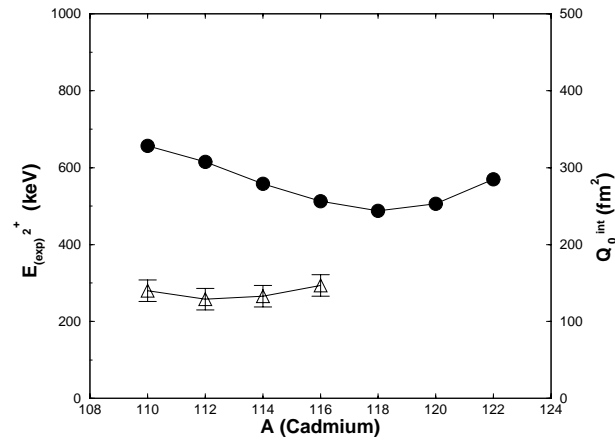


FIG. III.24: *Energies expérimentales des états 2^+ "yrasts" (●) et moments quadrupolaires intrinsèques expérimentaux (triangles vides) pour les isotopes de cadmium de masse 110 à 122.*

Après cette étude à haut spin des noyaux de cadmium, qui se sont avérés être d'excellents exemples pour observer une forte interaction de Coriolis, nous allons maintenant présenter un second type d'études réalisées à haut spin, dans une région de masse de déformation totalement différente : les noyaux superdéformés de plomb et plus précisément l'isotope ^{197}Pb , impair en neutron.

Chapitre IV

Mesure des propriétés magnétiques au minimum SD dans l'isotope ^{197}Pb

La seconde partie de notre étude s'est portée sur des isotopes impairs de plomb superdéformés. Ainsi, avec le même appareillage que pour les isotopes de cadmium, mais par un autre type de réaction – une réaction de fusion-évaporation – nous allons étudier le comportement à haut spin du noyau ^{197}Pb et mettre en évidence les effets de la force de Coriolis sur des noyaux présentant une grande déformation.

La découverte des noyaux superdéformés date de 1962. C'est en cherchant des actinides que S. M. Polikanov *et al.* [108] découvrent des isomères de fission, les premiers états superdéformés. Comme le montre la Figure IV.1, qui représente l'énergie totale du noyau en fonction de la déformation, en plus du puits normalement déformé (ND), un second minimum apparaît. Il permet la stabilisation du noyau, par des effets de couches, dans une forte déformation, une forme que l'on appelle superdéformée (SD). Ce minimum donne naissance à une série de bandes de rotation bâties sur les états SD.

Un noyau superdéformé est de forme ellipsoïdale allongée, avec un rapport grand axe sur petit axe de 2 sur 1. La première bande superdéformée à haut spin a été observée en désexcitation γ dans le noyau ^{152}Dy par P. J. Twin *et al.* [1] en 1986. Depuis, plusieurs centaines de bandes superdéformées ont été identifiées, grâce aux multidétecteurs γ présentés au cours du chapitre II, dans huit régions de masse : $A \sim 240$, 150, 130, 190, 80, 60 et tout récemment $A \sim 160$ et $A \sim 30$.

L'étude de la matière SD est un sujet d'actualité, beaucoup de questions restent encore sans réponse. Les configurations des états quantiques sont pures, les noyaux SD sont ainsi d'excellents laboratoires pour tester les modèles nucléaires. Lors de l'identification expérimentale des bandes SD, les transitions sont souvent observées en coïncidence avec les transitions du noyau dans sa forme normalement déformée. Les transitions de lien entre les deux puits sont activement recherchées car elles permettent de déterminer sans

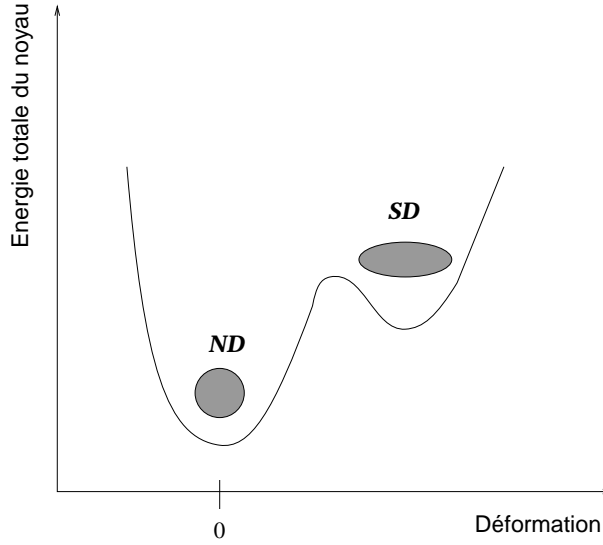


FIG. IV.1: Représentation schématique de l'énergie totale du noyau en fonction de sa déformation. En plus du minimum sphérique (états normalement déformés ND), un second minimum apparaît, stabilisant le noyau dans une très grande déformation, avec un rapport grand axe sur petit axe de 2 sur 1.

ambiguïté l'énergie d'excitation des bandes ainsi que les spins et parités des états SD. Sans ces données, il est très difficile de confronter les résultats expérimentaux avec la théorie. Pour le moment, les transitions de lien sont peu nombreuses à être connues. Leur première observation a été réalisée dans la masse 130, dans le noyau ^{133}Nd [109, 110]. Depuis, les états SD dans les noyaux $^{132,134,135,136,137}\text{Nd}$ ont également été reliés [111, 112, 113, 42, 114]. Dans la région de masse $A \sim 190$, on compte seulement quatre noyaux dont les états SD sont reliés aux ND, dans les isotopes ^{194}Hg [115], ^{192}Pb [116], ^{193}Pb [117] et ^{194}Pb [118]. Enfin, plusieurs transitions de lien ont été observées dans les noyaux de la masse 60 [119].

Dans le cadre de ce travail, nous nous sommes intéressés aux noyaux de la masse 190. La superdéformation a été prédite à spin nul dans les années 90 par des calculs microscopiques et macroscopiques [120, 121, 122, 123, 124]. Expérimentalement, plus de 70 bandes SD ont été identifiées dans 25 noyaux [125] de la masse 190. La plupart des bandes de cette région présentent le même comportement collectif, les configurations sont basées sur des orbitales intruses de grand j (protons $\pi i_{13/2}$ ou neutrons $\nu j_{15/2}$), que la déformation abaisse au niveau de Fermi.

Dans cette région, le second puits est prédit à spin nul, ce qui n'est pas le cas pour les autres régions SD. Les bandes SD seront donc observables jusqu'à un spin faible. Nous verrons par la suite que les corrélations d'appariement sont toujours présentes pour ces noyaux, la fréquence de rotation n'étant pas très élevée. Par des mesures de moments quadrupolaires, il a été montré que les états SD sont piégés dans le second puits, leur

déformation reste quasiment constante. Ces noyaux SD vont nous permettre d'étudier l'évolution de l'appariement en fonction de la rotation seule. Les effets de la force de Coriolis, présents dans tout mouvement de rotation, seront montrés au cours de ce chapitre pour des noyaux très déformés, avec des fréquences de rotation du même ordre que celles des isotopes de cadmium du chapitre III. Une comparaison de l'influence de la force de Coriolis cohérente pourra ainsi être proposée.

Les noyaux de la masse $A \sim 190$ offrent de plus l'opportunité de mesurer les propriétés magnétiques de la matière SD. Pour ce faire, il faut connaître les énergies des transitions M1 reliant deux bandes partenaires de signature, transitions inter-bandes encore appelées "cross-talks". Les "cross-talks" sont observables tant que les bandes partenaires ne présentent pas de séparation sous l'influence de la rotation. La mesure des propriétés magnétiques s'effectue en déterminant le rapport d'embranchement $B(M1)/B(E2)$, il faut donc nécessairement déterminer au moins les intensités des transitions SD $E2$ intra-bandes. A l'intérieur d'une bande SD, la probabilité $B(E2)$ est très forte, masquant ainsi toute chance d'observer les transitions de multipolarité M1. Cependant, à très basse énergie, la probabilité $B(M1)$ devient compétitive, les transitions M1 emportent d'autant plus d'intensité que l'énergie de la transition est faible. Comme les bandes SD de la masse $A \sim 190$ sont observées à fréquence de rotation faible — donc avec des énergies de transitions petites — nous avons toutes les chances d'observer les "cross-talks". Il faut néanmoins noter que la probabilité de transition $B(M1)$ est proportionnelle à K^2 (K étant la projection du spin sur l'axe de symétrie), comme nous l'avons vu dans le chapitre I. La bande doit donc être bâtie sur une configuration de haut K pour que les transitions M1 soient observables.

Les "cross-talks" ont été identifiés dans seulement 5 noyaux de cette région de masse, les isotopes ^{193}Hg [126], ^{191}Tl [127], ^{193}Tl [128], ^{195}Tl [129] et ^{193}Pb [130, 131]. En mesurant les rapports d'intensités $B(M1)/B(E2)$, la configuration en termes de particules individuelles peut être assignée avec précision, on a également accès aux propriétés magnétiques de la matière nucléaire superdéformée. Lors d'une précédente expérience réalisée avec EUROGAM II, deux bandes superdéformées ont été identifiées dans l'isotope ^{197}Pb par I. M. Hibbert *et al.* [132]. Elles sont proposées pour être partenaires de signature. Le but de ce travail a été la recherche des transitions M1 entre ces deux bandes, la configuration neutron impliquée en faisant d'excellents candidats pour une telle observation.

Après quelques brefs rappels concernant les caractéristiques des noyaux superdéformés, les conditions expérimentales utilisées pour peupler le noyau ^{197}Pb seront décrites. Comme nous l'avons vu au cours du second chapitre, la sélectivité croissante et la meilleure efficacité des multidétecteurs offrent aujourd'hui la possibilité d'observer des transitions de très faible intensité. En utilisant comme système de détection EUROBALL IV, nous avons les plus grandes chances de pouvoir étudier ces phénomènes. Les résultats obtenus

ainsi que leur interprétation seront ainsi donnés.

IV.1 Rappels sur la superdéformation

IV.1.1 Population des noyaux SD

Les réactions de fusion-évaporation sont à ce jour le seul moyen pour produire les noyaux dans un état SD à haut spin. Ces réactions permettent en effet de les produire à très haut moment angulaire et avec une énergie d'excitation relativement élevée. Pour cela, il faut que le noyau composé soit suffisamment froid, ce qui est le cas pour de telles réactions. Le noyau composé formé de la fusion d'un projectile avec une cible, s'il ne fissionne pas, évapore quelques particules légères, principalement des neutrons. Les états SD du noyau peuvent alors être peuplés.

Il faut cependant noter que les réactions de fusion-évaporation permettent avant tout de produire des noyaux normalement déformés à haut spin. L'étude des noyaux SD reste délicate car c'est un phénomène rare : la section efficace de production de noyaux SD est de l'ordre au maximum de quelques pourcents de la voie de réaction pour la bande SD la plus intense.

IV.1.2 Caractéristiques d'une bande SD

Lorsque le noyau est peuplé dans son état superdéformé, il se désexcite par une longue cascade de transitions γ caractéristiques des états SD. Les techniques de détection employées sont celles présentées auparavant, l'analyse d'une telle expérience est une analyse en coïncidence, à haute multiplicité.

Les bandes SD sont des bandes rotationnelles, constituées de transitions E2. Le comportement collectif d'un noyau SD est celui d'un rotor presque parfait. L'énergie de rotation vaut :

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} I(I+1)$$

L'énergie d'un photon entre deux états SD de spins I et $I-2$ correspond donc à :

$$E_\gamma = E(I) - E(I-2) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} (4I-2)$$

Une des principales propriétés des bandes SD est la différence d'énergie entre deux photons consécutifs qui reste quasiment constante le long de la bande :

$$\Delta E_\gamma = E_\gamma(I+2 \rightarrow I) - E_\gamma(I \rightarrow I-2) = \frac{4\hbar^2}{\mathfrak{S}} \quad (\text{IV.1})$$

Les bandes SD sont ainsi caractérisées par une grande régularité : le spectre de désexcitation est un spectre en forme de râteau.

Par analogie avec la mécanique classique, on peut définir plusieurs quantités caractérisant les états SD.

- La fréquence de rotation $\hbar\omega$, donnée par la relation suivante

$$\hbar\omega = \frac{dE}{dI_x} \quad (\text{IV.2})$$

s'exprime selon la formule (IV.3) ci-dessous, si la projection du spin I_x sur l'axe de rotation est égale à $I_x = \sqrt{I(I+1) - K^2}$, comme nous l'avons déjà vu au chapitre I, Figure I.7, dans le cadre du modèle Rotor-Plus-Particule.

$$\hbar\omega = \frac{\Delta E}{\Delta I_x} \approx \frac{E_\gamma}{\Delta I} = \frac{E_\gamma}{2} \quad (\text{IV.3})$$

- Le moment d'inertie cinématique est défini tel que

$$\mathfrak{S}^{(1)} = \left(\frac{2}{\hbar^2} \frac{dE}{d(I_x^2)} \right)^{-1} \quad (\text{IV.4})$$

et est égal, pour une bande SD à :

$$\mathfrak{S}^{(1)}(I-1) \approx \frac{(2I-1)\hbar^2}{E_{\gamma(I \rightarrow I-2)}} \quad (\text{IV.5})$$

- Le moment d'inertie cinématique défini précédemment dépend du spin. Or, pour la plupart des bandes SD, les spins des états sont indéterminés. On utilise alors préférentiellement le moment d'inertie dynamique

$$\mathfrak{S}^{(2)} = \left(\frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dI_x^2} \right)^{-1} \quad (\text{IV.6})$$

qui vaut, pour une bande SD ($\Delta I=2$),

$$\mathfrak{S}^{(2)}(I) \approx \frac{4\hbar^2}{\Delta E_\gamma} \quad (\text{IV.7})$$

ΔE_γ étant la différence d'énergie entre deux transitions consécutives. $\mathfrak{S}^{(2)}$ ne dépend que de l'énergie des transitions γ de la bande SD, elle est donc directement mesurable par l'expérimentateur. Le moment d'inertie dynamique permet de suivre l'évolution du comportement du noyau en fonction de la fréquence de rotation. Une première interprétation peut ainsi être obtenue. Sa variation est gouvernée par les propriétés de la matière nucléaire superdéformée, et notamment par les corrélations d'appariement. Nous y reviendrons dans le cadre de l'étude du noyau ^{197}Pb .

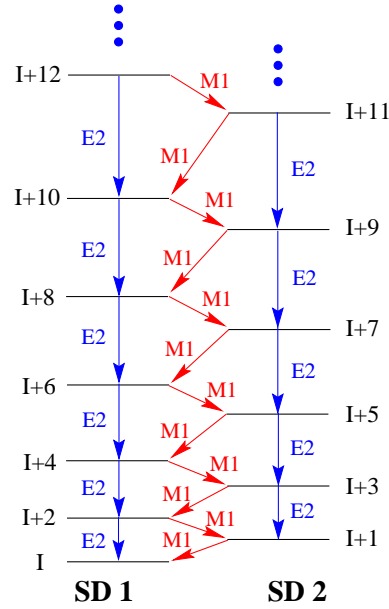


FIG. IV.2: *Illustration de deux bandes superdéformées en situation de couplage fort.*

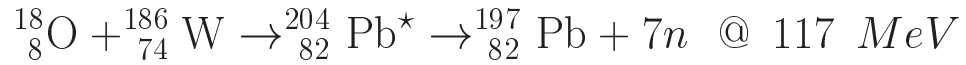
Outre les moments d'inertie, d'autres grandeurs mesurables caractérisent les bandes superdéformées. Citons tout d'abord le moment quadrupolaire Q_0 , mesuré pour les noyaux SD par la méthode de DSAM (Doppler Shift Attenuation Method) [133]. Ces mesures expérimentales ont permis de montrer que la déformation reste constante tout le long d'une bande SD. Les propriétés magnétiques peuvent quant à elles être déterminées soit par mesure du moment magnétique μ , soit par l'observation des transitions de "cross-talks". En effet, si deux bandes partenaires de signature sont en situation de couplage fort, comme cela est illustré Figure IV.2, la mesure du rapport d'embranchement $B(M1)/B(E2)$ permet d'avoir accès au facteur g_K , comme nous le verrons au cours de ce chapitre (voir paragraphe §IV.4.3). Notons qu'une annexe à ce travail (Annexe B) est dédiée à un rappel concernant les principales caractéristiques des bandes partenaires de signature en situation de couplage fort.

IV.2 Expérience ^{197}Pb

Les résultats présentés dans ce chapitre sur les isotopes de plomb sont issus de l'analyse d'une expérience, dont le groupe de Lyon était porte-parole [134], que nous avons réalisée en août 1999 auprès du multidétecteur EUROBALL IV. Faisant suite à une expérience réalisée avec EUROGAM II [132], nous avons notamment pour but de confirmer la présence de deux bandes SD observées en coïncidence l'une avec l'autre dans le noyau ^{197}Pb . Avec un détecteur plus performant, les transitions M1 reliant ces deux bandes devraient être observées.

IV.2.1 Réaction de fusion-évaporation

Les états superdéformés de l'isotope ^{197}Pb ont été peuplés par la réaction suivante :



Le faisceau d'oxygène nous était fourni par l'accélérateur VIVITRON de Strasbourg, à une énergie de 117 MeV. C'est en effet à cette énergie que la section efficace de production du noyau ^{197}Pb est la plus grande, comme le montrent les prédictions issues du code statistique PACE [59, 60] (Figure IV.3).

Le faisceau bombardait une cible mince de ^{186}W d'épaisseur $2 \times 200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Les principaux paramètres de la réaction sont les suivants :

- Énergie d'excitation du noyau composé : 89 MeV
- Moment angulaire maximum transféré : $58\hbar$

Les transitions γ de désexcitation étaient détectées grâce au multidétecteur EUROBALL IV tel qu'il a été présenté au chapitre II. La boule interne était également présente et en fonctionnement depuis peu de temps.

IV.2.2 Boule interne

Le noyau le plus peuplé dans la réaction est l'isotope ^{197}Pb . Selon les prédictions, le noyau ^{198}Pb est également beaucoup produit, c'est ce que nous avons constaté de manière expérimentale. Notons également l'importante contribution de la fission. Les deux noyaux de plomb possèdent un grand nombre de transitions d'énergies communes. La présence, dans le système de détection, de la boule interne l'INNERBALL, aurait dû permettre de sélectionner une voie de réaction, comme cela a été présenté dans le chapitre II (§ II.3.4).

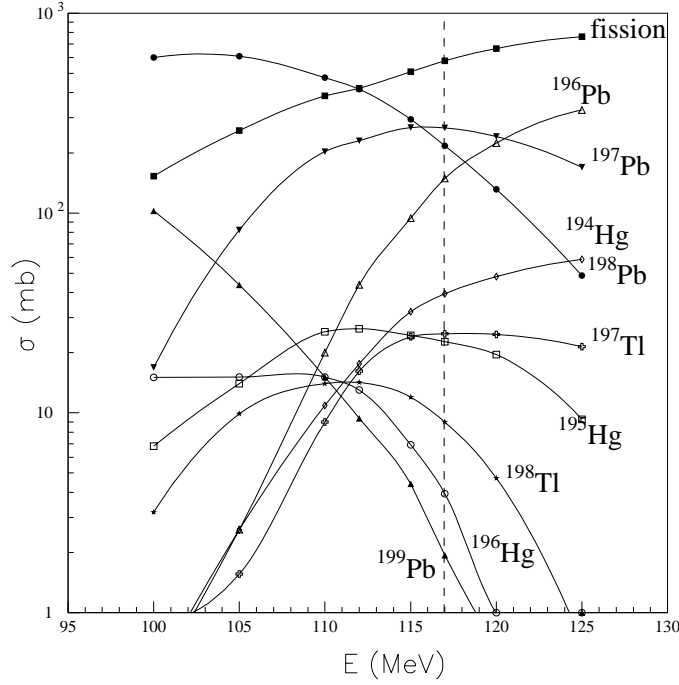


FIG. IV.3: Sections efficaces de production des principaux noyaux formés dans la réaction $^{18}\text{O} + ^{186}\text{W}$. Ces prédictions sont issues du code statistique de simulation PACE [59, 60].

Les conditions sur la multiplicité requises lors de l'expérience étaient les suivantes : une multiplicité supérieure ou égale à 4 était imposée sur les détecteurs germanium, elle devait être supérieure ou égale à 8 sur les BGO de la boule interne. Ces conditions nous ont permis de sélectionner les cascades de haute multiplicité, et ainsi d'éliminer en grande partie la fission.

Lors de l'analyse, nous avons ensuite construit des spectres conditionnés sur les transitions des isotopes de plomb en coïncidence avec les énergies détectées dans la boule interne.

Les projections des multiplicités sont présentées Figure IV.4 et celles de l'énergie somme Figure IV.5. Sur les deux figures, les événements sont conditionnés par, de bas en haut, deux, trois et quatre transitions des bandes dipolaires des noyaux de plomb. Les courbes appartenant au ^{198}Pb sont à chaque fois situées à une multiplicité légèrement plus élevée que le noyau ^{197}Pb et à une énergie somme plus grande. La voie d'émission du noyau ^{198}Pb est en effet plus "chaude" puisque seulement 6 neutrons sont émis.

On constate que les informations issues des deux voies de réaction sont très proches, tant en énergie totale qu'en multiplicité. Les cascades de grande multiplicité ont bien été sélectionnées. La non discernabilité entre les deux courbes peut s'expliquer par la présence

d'isomères dans les deux noyaux ^{197}Pb et ^{198}Pb . Une partie des transitions n'est ainsi pas détectée, réduisant les valeurs attendues de l'énergie somme et de la multiplicité.

Sur les spectres deux fois conditionnés, on ne peut pas sélectionner une voie par rapport à l'autre. En augmentant le nombre de "gates", la distinction peut se faire, au détriment de la statistique. Nous avons décidé de conserver toute la statistique disponible et de n'imposer aucune coupure supplémentaire sur la boule interne. Ainsi, lors de l'analyse qui suivra, les spectres seront au minimum trois fois conditionnés sur les énergies des bandes pour obtenir la sélection d'un noyau.

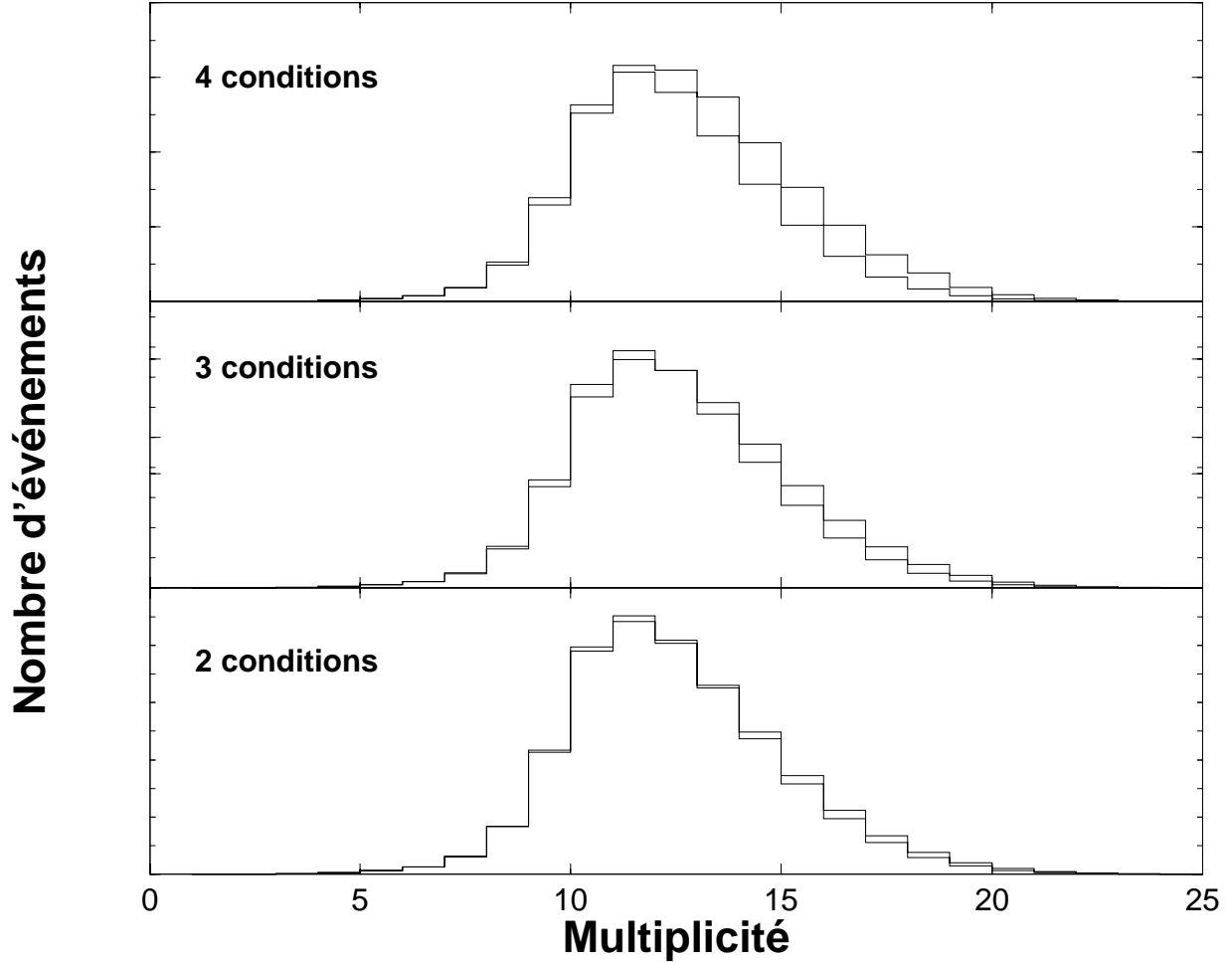


FIG. IV.4: *Projection de la multiplicité totale de la boule interne. Les spectres sont conditionnés sur respectivement 2, 3 et 4 conditions (de bas en haut) sur les bandes "grasts" dipolaires des isotopes ^{197}Pb et ^{198}Pb . Les échelles des nombres d'événements ne sont pas indiquées, ils ont été normalisés les uns par rapport aux autres. Seule la comparaison entre les deux courbes fournit une indication quant aux voies de réaction. Les courbes en coïncidence avec les transitions γ du noyau ^{198}Pb sont celles décalées sur la droite.*

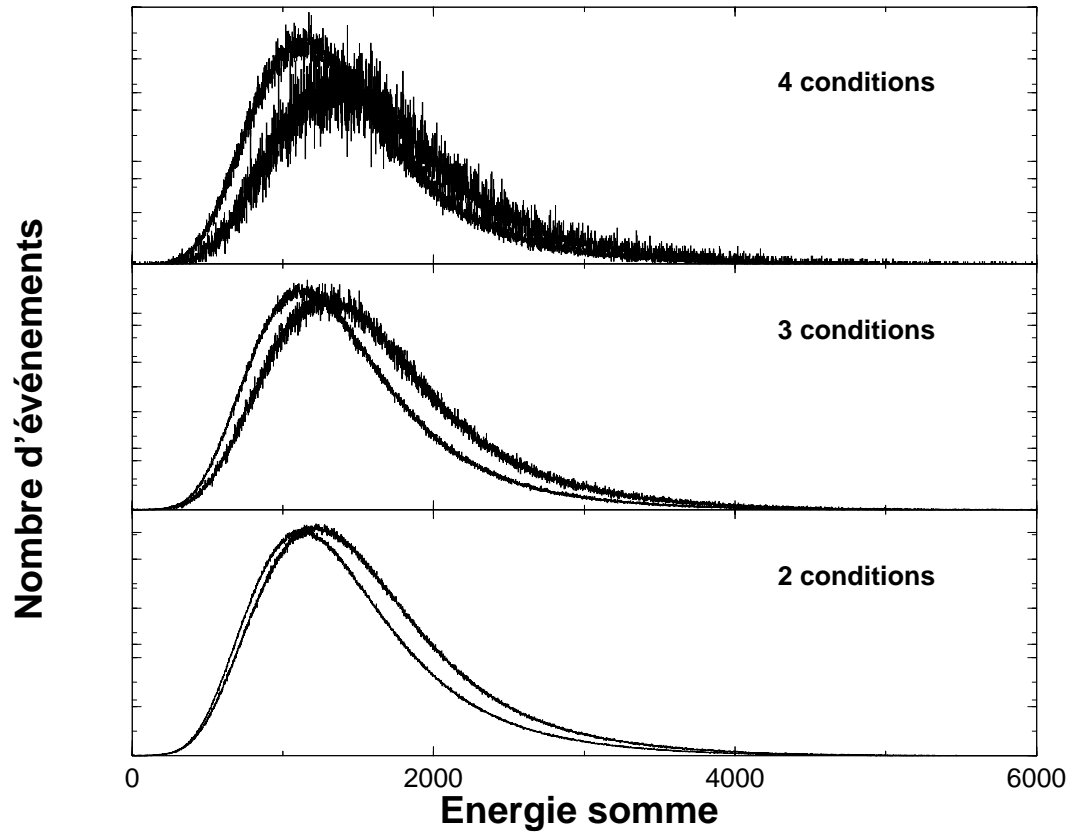


FIG. IV.5: Projection de l'énergie somme de la boule interne. Les spectres sont conditionnés sur respectivement 2, 3 et 4 conditions (de bas en haut) sur les bandes "yrasts" dipolaires des isotopes ^{197}Pb et ^{198}Pb . Les courbes les plus décalées à droite sont celles concernant la voie de sortie ^{198}Pb .

IV.2.3 Calibration et efficacité

Chaque voie germanium fournit une information en énergie (sur les deux gammes 0-4 MeV et 0-20 MeV) et une information en temps. Les gains des différentes voies doivent être alignés pour l'analyse. Les alignements s'effectuent après la prise de données. Il est nécessaire d'avoir, pendant l'expérience, enregistré sur cassette DLT des événements provenant de sources étalons. Ces sources possèdent des transitions d'énergies connues, on choisit plusieurs sources afin de couvrir la gamme en énergie qui nous intéresse.

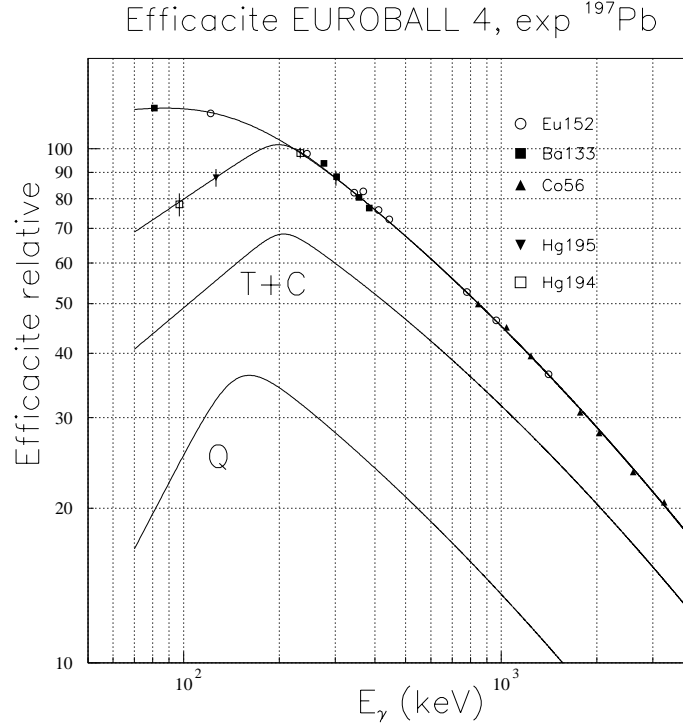


FIG. IV.6: *Courbes d'efficacités relatives obtenues avec les sources étalons et sous faisceau, grâce aux transitions basses énergies des noyaux $^{194,195}\text{Hg}$. Sur cette figure les courbes d'efficacité selon les angles sont également présentées : la courbe Q représente l'efficacité de détection des détecteurs "clovers" et celle T+C celle des détecteurs "tapered" + "clusters". L'origine du regroupement des détecteurs en deux groupes est expliqué dans le cadre du formalisme des corrélations angulaires.*

Les sources utilisées pour la calibration ont été les isotopes ^{152}Eu , ^{56}Co et ^{133}Ba . Notons que la calibration des détecteurs composites "clovers" a dû s'effectuer avec deux jeux de coefficients, un pour les basses énergies et un autre pour les hautes, au-dessus de 1.3 MeV. Comme nous l'avons exposé au cours du chapitre II, les corrections appliquées aux données brutes sont celles du déplacement Doppler et de la coupure en temps.

L'efficacité de détection est également une donnée indispensable pour pouvoir comparer les intensités des rayonnements γ . L'efficacité du détecteur se détermine à l'aide des transitions des sources étalons dont les intensités sont connues. Cependant, on dispose de peu de transitions à basse énergie, et souvent une interpolation doit être faite. De plus, les conditions de multiplicité sont nettement supérieures lors d'une réaction sous faisceau qu'avec une source. Ceci induit une efficacité plus faible, notamment pour les basses énergies. Leur temps de détection étant plus long, les transitions de basse énergie ne seront pas forcément présentes dans la fenêtre de temps imposée, et donc ne contribueront pas à l'événement. Comme les transitions que nous recherchons tout particulièrement sont des rayonnements de multipolarité M1 dont les énergies sont comprises entre 100 et 250 keV, il était important d'établir les efficacités à basse énergie avec une grande précision. Pour ce faire, ce sont des transitions E2 des noyaux $^{194,195}\text{Hg}$, également produits dans cette réaction, qui ont été utilisées. C'est sur des spectres conditionnés par le haut de bande que les pics sont intégrés, et en corrigeant de la conversion interne, on obtient les intensités relatives donc les efficacités. Les deux courbes sont présentées Figure IV.6. Nous observons une réduction de l'efficacité à basse énergie obtenue sous faisceau (les points indiqués par un carré vide et un triangle "down" plein). Approximativement, l'efficacité en source est surestimée de 30%.

Les efficacités ont été déterminées de deux manières. Dans un premier temps, l'efficacité globale du multidétecteur a été déterminée. Puis, en vue de faire des mesures de corrélations angulaires pour déterminer les spins, les efficacités ont été mesurées par angle, soit une courbe pour les "clovers" et une pour l'ensemble "tapered" + "clusters". Les motivations de ces regroupements sont données dans le chapitre II, où le formalisme et la théorie sont décrits. Toutes les courbes sont présentées Figure IV.6.

IV.2.4 Statistique de l'expérience

Le nombre d'événements collectés en coïncidence est très élevé dans une telle expérience et tout n'est pas écrit sur bande. Lors de cette expérience, les conditions requises pour déclencher l'acquisition étaient les suivantes : au moins 4 détecteurs Ge devaient être touchés avant réjection Compton et une multiplicité de 8 était imposée sur la boule interne. Au cours des 18 "shifts" de l'expérience, nous avons écrit 340 giga-octets de données brutes, soit approximativement 2.8×10^9 événements.

Après traitement des données, c'est-à-dire une fois les fenêtres en temps imposées, l'"add-back" des "clovers" et des "clusters" effectué (voir chapitre II§II.3.2), la réjection Compton appliquée, un total d'environ 10^9 événement de "fold" supérieur ou égal à 4 était disponible pour l'analyse. Notons qu'aucune coupure supplémentaire sur la boule interne n'a été imposée, suite aux considérations présentées ci-dessus, pour préserver les

avantages d'une statistique importante.

L'analyse d'une telle expérience est une analyse en coïncidence, employant les méthodes exposées au chapitre II. Il était nécessaire de bien connaître les schémas de niveaux des noyaux peuplés, afin d'identifier avec précision les transitions γ . Un cube a été construit, ainsi que de nombreux spectres multiconditionnés, selon les méthodes d'analyse décrites au chapitre II (§ II.3). Comme nous l'avons déjà dit, le noyau ^{198}Pb a été fortement peuplé dans la réaction, il possède plusieurs bandes dipolaires intenses dont les transitions γ sont proches en énergie de celles des bandes SD étudiées. La plupart des spectres, même conditionnés, sont donc pollués par ces transitions. Pour identifier les bandes SD, il a été nécessaire de construire des spectres au moins 3 fois conditionnés, et de traiter la soustraction de fond de manière précise et répétitive pour toutes les bandes SD. Dans notre cas, le fond soustrait est un pourcentage du spectre conditionné une fois de moins que le spectre étudié.

IV.3 Résultats expérimentaux

IV.3.1 Nouvelles transitions SD

Grâce à la grande statistique que nous avons obtenu, la présence des bandes SD1 et SD2 est confirmée par notre analyse. Nos énergies diffèrent cependant d'environ 0.7 keV par rapport à celles de I. M. Hibbert *et al.* [132], alors que les énergies des états normalement déformés sont comparables à celles publiées par G. Baldsiefen *et al.* [135]. Les spectres sont présentés Figures IV.7 et IV.8. Ce sont des spectres 4 fois conditionnés, parmi une liste de transitions appartenant au haut de la bande. Notons que ce multiconditionnement permet de faire apparaître les bandes de manière très claire. La liste de "gates" exclut les transitions de bas de bande. En effet, lorsqu'on conditionne sur ces énergies, un grand nombre de transitions des bandes dipolaires des noyaux ^{197}Pb et ^{198}Pb apparaissent en coïncidence et contaminent fortement les spectres. Ces bandes dipolaires possèdent des transitions d'énergies communes à celles des SD et sont peuplées avec une grande section efficace. L'étude des bandes SD est délicate en raison de leur faible intensité, les bandes SD1 et SD2 représentent seulement 0.2% de la voie de réaction.

Les spectres présentés Figures IV.7 et IV.8 illustrent les bandes SD1 et SD2. Les spectres sont caractéristiques des bandes superdéformées, les énergies sont espacées régulièrement, d'environ 40 keV, traduisant un grand moment d'inertie $\mathfrak{S}^{(2)}$ environ égal à $100\hbar^2\text{MeV}^{-1}$.

Le spectre IV.7 est conditionné par 4 transitions parmi les énergies suivantes : 304, 344, 384, 423, 463, 501, 540, 579, 617, 655, 692 et 730 keV. Les transitions de la bande SD1 sont marquées d'un point (\bullet). Les transitions de la bande SD2 apparaissent clairement

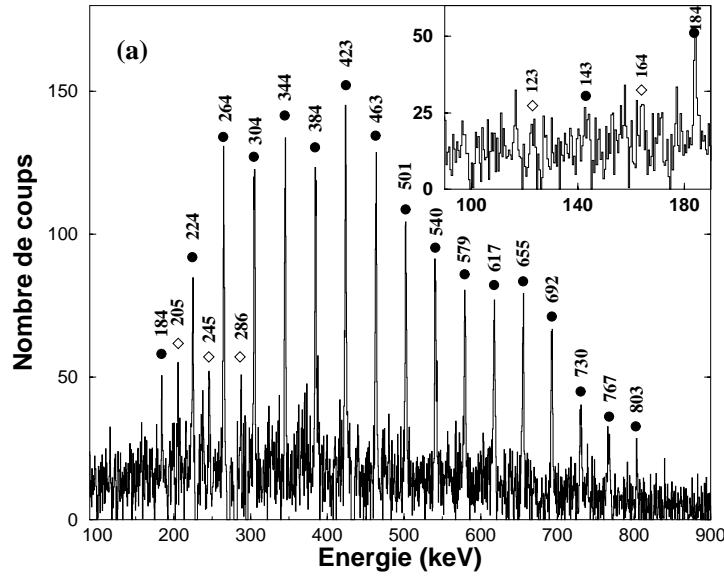


FIG. IV.7: Spectre conditionné sur 4 transitions de la bande SD1 de l'isotope ^{197}Pb . Les transitions de la bande sont indiquées par des points (•). On observe également en coïncidence les transitions de la bande SD2 (◊). Dans l'encadré est présentée la nouvelle transition ajoutée en bas de bande, soit l'énergie 143 keV.

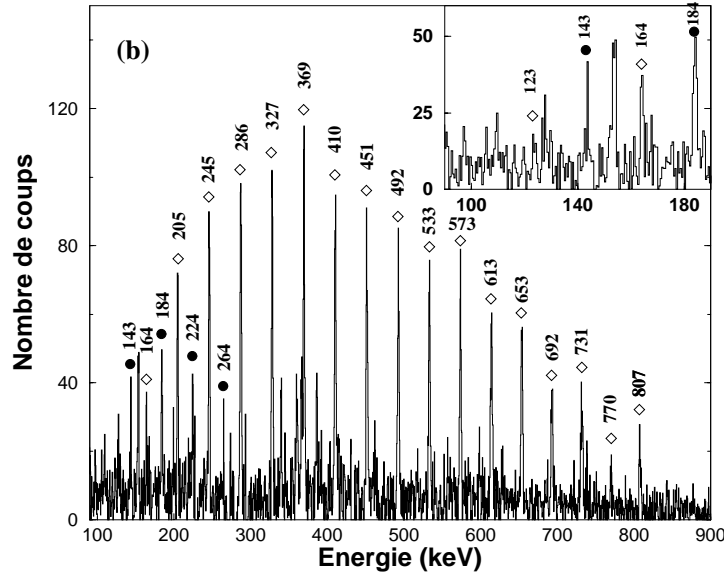


FIG. IV.8: Spectre conditionné sur 4 transitions de la bande SD2 de ^{197}Pb . Les transitions de la bande sont indiquées par des losanges vides (◊). On observe également en coïncidence les transitions de la bande SD1 (•). Dans l'encadré sont présentées les nouvelles transitions ajoutées en bas de bande, soient les énergies 164 et 123 keV.

en coïncidence, ce sont les pics indiqués par un losange vide (\diamond). Nous apportons ici l'évidence que les bandes communiquent. De même, dans le spectre de la Figure IV.8 quadruplement conditionné sur les transitions parmi 286, 327, 369, 410, 451, 492, 533, 573, 613, 653, 692, 731 et 770 keV, on observe, en plus des transitions de la bande SD2, des pics marqués d'un point (\bullet), ce sont les transitions de la bande SD1.

Grâce à l'importante statistique disponible lors de cette analyse, nous avons pu observer deux transitions à plus basse fréquence de rotation pour chacune des bandes. Les transitions nouvelles sont indiquées, dans les zooms effectués pour chaque spectre. Ces pics contiennent peu de coups, ce sont des transitions γ de faible énergie, donc fortement converties. D'autre part, les bandes SD se désexcitent probablement à ce niveau vers les états ND, par des transitions de lien non observées lors de ce travail. Les nouvelles transitions de bas de bande sont respectivement 143 keV pour SD1, et 164 et 123 keV pour SD2. Notons qu'une transition de 102 keV est observée en coïncidence avec les énergies de SD1. Elle est cependant incertaine car de très faible intensité, elle n'est pas indiquée sur le spectre IV.7, mais présente néanmoins les caractéristiques pour appartenir à la bande SD1.

IV.3.2 Profil d'intensités

Comme nous l'avons dit précédemment, les bandes SD1 et SD2 représentent 0.2% de l'intensité de la voie de réaction, par rapport à la transition ND $17/2^+ \rightarrow 13/2^+$ d'énergie 1005 keV de l'isotope ^{197}Pb . Il a cependant été possible d'établir les intensités relatives des transitions pour les deux bandes. Les profils d'intensités sont présentés sur la Figure IV.9 pour les bandes SD1 et SD2, en fonction de l'énergie des transitions.

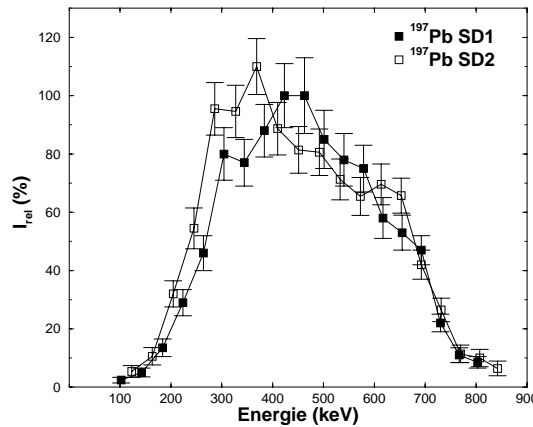


FIG. IV.9: Intensités relatives des bandes SD1 (carrés pleins) et SD2 (carrés vides) en fonction des énergies des transitions. Le profil d'intensité est caractéristique des bandes superdéformées.

Ces profils d'intensités sont caractéristiques des bandes superdéformées. La population des bandes SD se fait de manière progressive en haut de la bande. Puis on trouve un plateau vers le milieu de la bande, où celle-ci ne subit ni alimentation ni désexcitation. Enfin, la dépopulation de la bande vers les états normalement déformés s'effectue brutalement en quelques transitions γ .

IV.3.3 Détermination des spins des bandes SD

Comme les bandes SD sont pour la plupart "flottantes", c'est-à-dire non reliées aux états normalement déformés, les spins et parités des états doivent être déterminés à l'aide de différentes méthodes. Nous avons employé deux méthodes complémentaires. La première méthode est analytique, basée sur une paramétrisation des énergies des transitions, destinée à déterminer les spins des états les plus bas observés dans les bandes. Puis par la seconde méthode, on détermine la séquence des spins de états, par une mesure expérimentale du rapport DCO pour les transitions superdéformées.

a) Méthode de Wu

Cette méthode pour estimer les spins des états SD a été proposée par C. S. Wu *et al.* [136]. Elle consiste à paramétriser les énergies du spectre rotationnel selon l'expression :

$$E(I) = a \left(\sqrt{1 + bI(I+1)} - 1 \right) \quad (\text{IV.8})$$

Les moments d'inertie vus aux équations (IV.4) et (IV.6) s'expriment en fonction des coefficients a , b et $\mathfrak{S}_0 = \frac{\hbar^2}{ab}$, le moment d'inertie de l'état le plus bas observé. Les moments d'inertie cinématique $\mathfrak{S}^{(1)}$ et dynamique $\mathfrak{S}^{(2)}$ satisfont un rapport R constant, défini tel que

$$R = \sqrt{\frac{(\mathfrak{S}^{(1)})^3}{\mathfrak{S}^{(2)}}} = \mathfrak{S}_0 \quad (\text{IV.9})$$

En déterminant les grandeurs $\mathfrak{S}^{(1)}$ et $\mathfrak{S}^{(2)}$ directement à partir des énergies des transitions γ , on trace le rapport R en fonction de la différence $(I - I_0)$, où I_0 est le spin initial estimé de la bande. Plusieurs valeurs de I_0 sont choisies. Le spin initial de la bande correct est celui pour lequel le rapport R est constant en fonction de $(I - I_0)$.

Ces rapports R ont été tracés pour les deux bandes SD1 et SD2, les courbes sont présentées Figures IV.10 et IV.11. Les spins des états les plus bas observés obtenus par cette méthode sont égaux à 7/2 pour SD1 (si on tient compte de la transition de 102 keV) et 9/2 pour la bande partenaire de signature SD2.

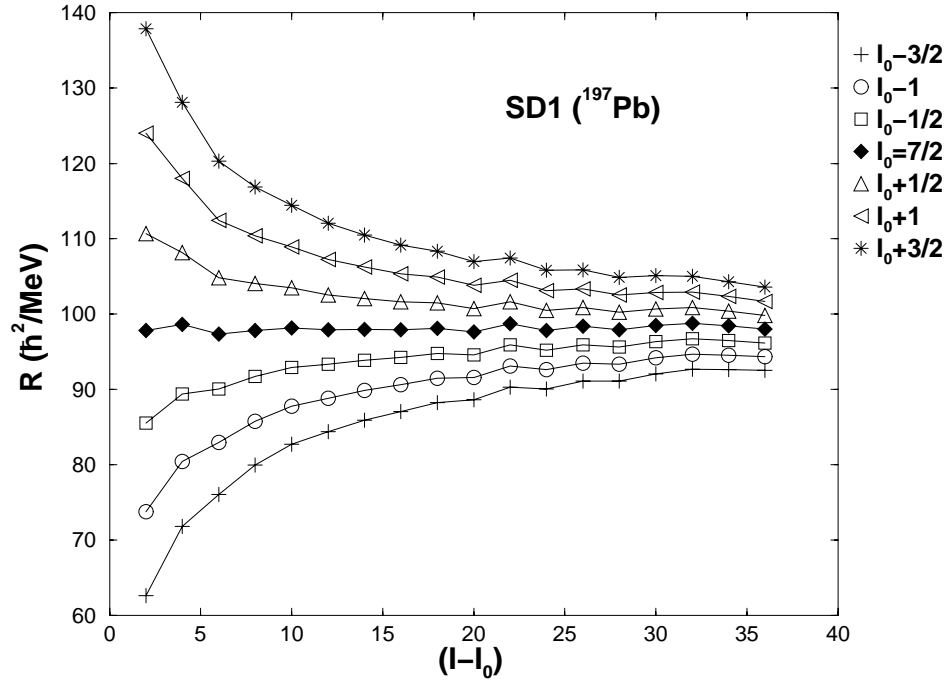


FIG. IV.10: Evolution du rapport R en fonction de $(I-I_0)$ pour la bande SD1 du noyau ^{197}Pb .

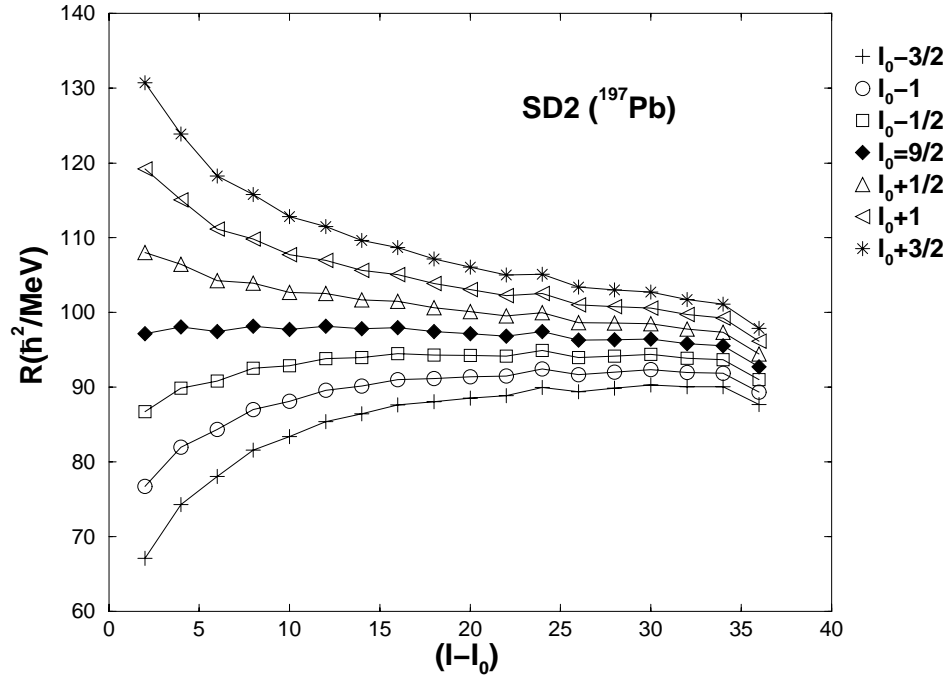


FIG. IV.11: Evolution du rapport R en fonction de $(I-I_0)$ pour la bande SD2 du noyau ^{197}Pb .

La méthode des corrélations angulaires que nous allons exposer maintenant permet de déterminer les multipolarités de la séquence de transitions des bandes SD. Pour cela, les valeurs des spins des états les plus bas que nous avons déterminés sont nécessaires.

b) DCO

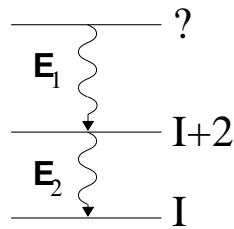
Le formalisme théorique des corrélations angulaires pour EUROBALL IV a été traité au chapitre II. Nous avons, lors de cette expérience, mesuré des rapports DCO expérimentaux. En les comparant aux valeurs théoriques du chapitre II, les multipolarités des transitions peuvent être déduites.

Nous avons vu que pour mesurer l'anisotropie des rayonnements γ et remonter à leur multipolarité, il faut mesurer un rapport d'intensité entre les transitions émises proches de 0° et celles détectées vers 90° . La géométrie d'EUROBALL IV autorise de regrouper les détecteurs en deux familles, les "clovers" (Q, 90°) et les "tapered"+"clusters" (T+C, 0°). Le rapport DCO à déterminer est alors le suivant :

$$R_{DCO} = \frac{W(T+C, Q)}{W(Q, T+C)} \quad (\text{IV.10})$$

où W sont les fonctions de corrélations dont les expressions sont données au chapitre II (équations (II.26)). Rappelons que pour une séquence deux transitions quadrupolaire-quadrupolaire, ce rapport est égal à 1, alors que pour une séquence quadrupolaire-dipolaire, il vaut 0.57.

Expérimentalement, la méthode employée est la suivante. Considérons la cascade de deux transitions γ ci-dessous :



On conditionne le spectre sur la transition d'énergie E_2 , que l'on prendra, par convention, toujours de multipolarité E2. Deux spectres conditionnés en énergie et en angle de détection sont construits. Lorsque E_2 est détectée dans l'ensemble T+C, on intègre le pic d'énergie E_1 détecté dans les détecteurs Q. On obtient ainsi $N_Q(E_1)$. On détermine également la surface du pic d'énergie E_1 détectée cette fois-ci aux angles T+C dans le spectre conditionné par E_2 aux angles Q, soit le nombre de coups $N_{T+C}(E_1)$. La Figure IV.12 permet une visualisation de cette méthode. Pour les raisons déjà exposées au cours du

chapitre II (voir §II.3.5), nous avons construit des spectres plutôt que des matrices, mais le principe reste identique.

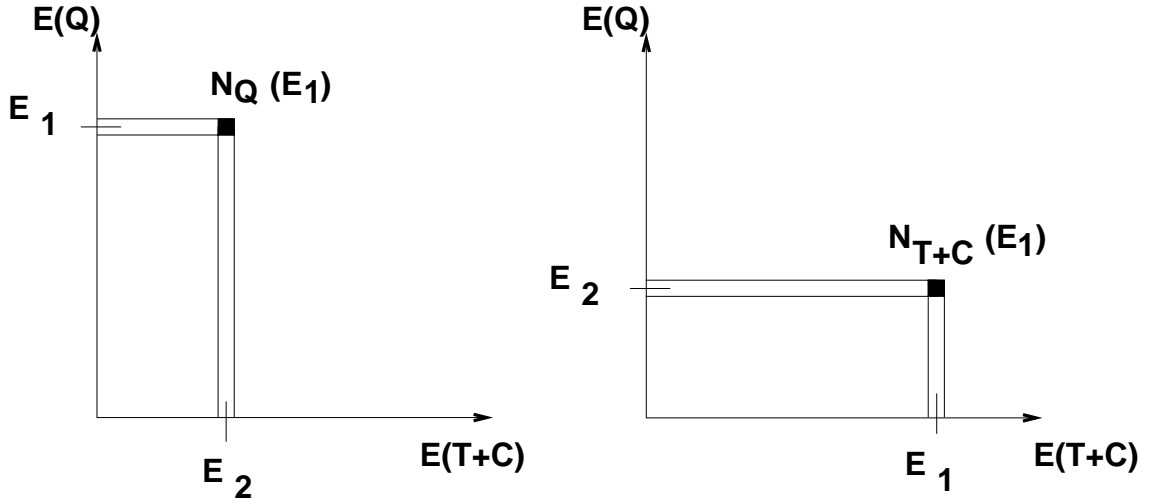


FIG. IV.12: Illustration de la méthode employée pour déterminer le rapport DCO. E_2 est l'énergie imposée et E_1 l'énergie dont on veut déterminer la multipolarité.

Les fonctions DCO sont ainsi obtenues en corrigeant des efficacités. Rappelons que les courbes d'efficacités ont été faites pour les différents regroupements de détecteurs selon les angles $T+C$ (ε_{T+C}) et Q (ε_Q) (voir Figure IV.6 de ce chapitre). On doit donc déterminer les fonctions DCO :

$$W(T+C, Q) \propto \frac{N_{T+C}(E_1)}{\varepsilon_{T+C}(E_1)\varepsilon_Q(E_2)} \quad (IV.11)$$

$$W(Q, T+C) \propto \frac{N_Q(E_1)}{\varepsilon_Q(E_1)\varepsilon_{T+C}(E_2)} \quad (IV.12)$$

Selon la valeur du rapport DCO (IV.10), on détermine la multipolarité de la transition d'énergie E_1 , donc la valeur du spin recherché.

Nous avons construit plusieurs spectres conditionnés pour les transitions SD des deux bandes SD1 et SD2. Notons que, en plus de la transition E_2 imposée, d'autres transitions étaient également imposées pour obtenir les spectres les moins pollués possibles et une statistique suffisante. Les efficacités de ces transitions n'ont pas eu à être prises en compte dans le rapport puisqu'elles ont été considérées quel que soit leur angle de détection.

Les rapport DCO expérimentaux obtenus pour les transitions SD des bandes SD1 et SD2 sont rassemblés dans le Tableau IV.1, et également représentés Figure IV.13, ce sont les points pleins noirs avec les barres d'erreur correspondantes. La ligne en trait plein représente la valeur théorique du rapport DCO pour une transition $\Delta I=2$, les losanges vides

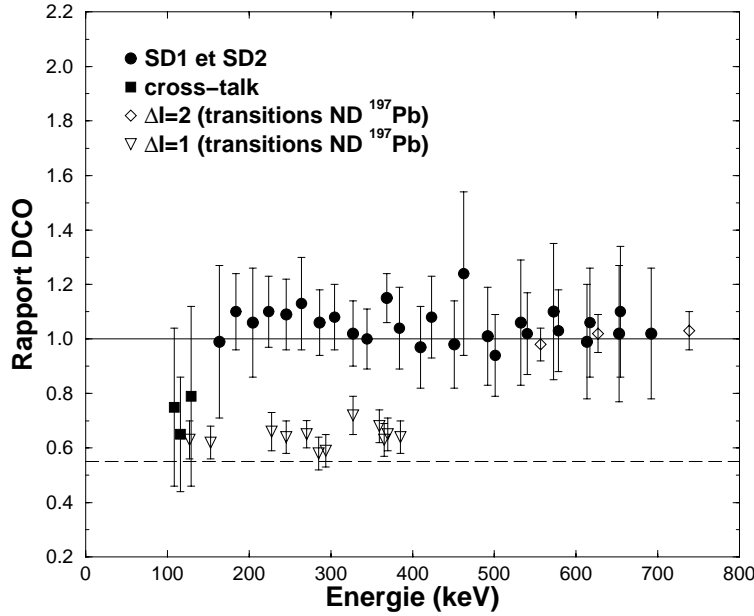


FIG. IV.13: Rapports DCO expérimentaux. Les points pleins noirs représentent les transitions SD1 et SD2. La ligne en trait plein est la valeur du rapport DCO théorique pour une séquence de transitions quadrupolaires-quadrupolaires. Les losanges sont les valeurs des rapports DCO pour des transitions ND $\Delta I=2$ de l'isotope ^{197}Pb . Les valeurs expérimentales pour les transitions $\Delta I=1$ sont également reportées (triangles vides), ainsi que la valeur théorique de 0.55 (trait pointillé) calculée pour une séquence dipolaire-quadrupolaire. Les carrés représentent les valeurs obtenues pour les transitions reliant les deux bandes SD, les "cross-talks".

sont des transitions E2 connues dans le noyau ^{197}Pb normalement déformé. Les valeurs obtenues permettent de conclure que toutes les transitions SD sont bien quadrupolaires. Concernant les nouvelles transitions, seule celle d'énergie 164 keV a pu être traitée, le rapport DCO expérimental est proche de 1, c'est également une transition $\Delta I=2$. Les pics aux énergies 123 et 143 keV n'ont pas pu être analysés, faute de statistique. Ils sont d'intensité trop faible pour essentiellement deux raisons. La désexcitation de la bande SD vers les états normalement déformés se produit à ce niveau. De plus, à ces énergies, la probabilité d'émission d'un électron de conversion interne devient grande et l'emporte sur l'émission radiative γ . Les transitions marquées d'une étoile (\star) dans le Tableau IV.1 sont contaminées par des transitions appartenant aux bandes dipolaires des isotopes de plomb ou sont d'intensité trop faible pour pouvoir extraire un rapport DCO significatif.

Les spins obtenus sont en accord avec les valeurs proposées par Hibbert *et al.* [132]. Les nouvelles transitions identifiées permettent d'atteindre les états SD de spins (11/2) pour SD1 et (9/2) pour SD2. La transition de 102 keV de la bande SD1 étant de très faible

$E_\gamma(\text{SD1})$	Rapport DCO	$E_\gamma(\text{SD2})$	Rapport DCO
142.6 (5)	(★)	123.0 (5)	(★)
183.7 (4)	1.10 (14)	163.7 (5)	0.99 (28)
223.8 (5)	1.10 (13)	204.6 (4)	1.06 (20)
264.0 (5)	1.13 (17)	245.2 (5)	1.09 (13)
304.3 (5)	1.08 (12)	286.4 (5)	1.06 (12)
344.2 (5)	1.00 (11)	327.3 (5)	1.02 (12)
383.9 (5)	1.04 (15)	368.6 (5)	1.15 (9)
423.3 (5)	1.08 (15)	409.7 (5)	0.97 (15)
462.6 (5)	1.24 (30)	451.0 (5)	0.98 (16)
501.2 (5)	0.94 (15)	491.9 (5)	1.01 (18)
540.4 (5)	1.02 (15)	532.5 (5)	1.06 (23)
578.6 (5)	1.03 (15)	572.7 (5)	1.10 (25)
616.9 (5)	1.06 (20)	613.3 (6)	0.99 (21)
654.5 (6)	1.10 (24)	652.8 (6)	1.02 (25)
692.2 (6)	(★)	692.1 (6)	1.02 (24)
729.8 (7)	(★)	731.2 (7)	(★)
766.8 (8)	(★)	769.5 (8)	(★)
803.1 (10)	(★)	807.2 (8)	(★)

TAB. IV.1: *Rapport DCO expérimentaux obtenus pour les transitions des bandes SD1 et SD2 du noyau ^{197}Pb . Les rapports non déterminés, par manque de statistique ou contamination, sont indiqués par une étoile ★.*

intensité, nous l'avons considéré comme incertaine, et pris pour état le plus bas celui de spin $11/2$. Ces états sont très proches de la tête de bande, prédite à $K=5/2$.

Les nouvelles transitions SD observées à basse énergie constituent un résultat de première importance. En effet, le spin atteint $(9/2)$ pour SD2 est le plus bas jamais observé dans les noyaux impairs de la masse 190. Les spins des états SD voisins ont été proposés à $17/2$ dans le noyau ^{193}Pb [130], $13/2$ pour ^{195}Pb [137], et donc $9/2$ pour ^{197}Pb . Cette constatation expérimentale peut être mise en parallèle avec les prédictions théoriques calculant la profondeur du puits superdéformé. Des calculs HF+BCS récemment effectués [124] ont fourni les valeurs croissantes des profondeurs des puits SD avec la masse : 0.93 MeV pour le noyau ^{192}Pb , 1.73 MeV pour ^{194}Pb , 2.17 MeV pour ^{196}Pb , 2.59 MeV pour ^{198}Pb et enfin 3.10 MeV pour ^{200}Pb . Il semble donc qu'il existe une relation linéaire entre la profondeur du puits et le plus bas spin observable. Cette constatation reste cependant à confirmer. En effet, l'observation d'états SD à bas spin peut aussi être due à la plus

grande efficacité du multidétecteur par rapport aux précédentes études dans les noyaux plus légers. Il faudrait étudier à nouveau les noyaux de plomb avec le même multidétecteur afin de comparer les spins dans des conditions expérimentales similaires.

IV.3.4 Mise en évidence des transitions inter-bandes "cross-talks"

Les deux bandes SD1 et SD2 partenaires de signature apparaissent clairement en coïncidence comme nous l'avons présenté au paragraphe précédent. Il s'agit maintenant de chercher les transitions "cross-talks" les reliant. Le plus simple serait de conditionner sur le haut de la bande SD1 et le bas de SD2, pour voir les transitions M1. Or, la plupart des combinaisons sont impossibles, de nombreuses énergies du bas de bande de SD2 appartiennent aux bandes dipolaires et contaminent si fortement le spectre qu'il est alors impossible d'observer des pics de l'intensité que l'on cherche, à savoir des pics très faibles.

Les spectres des Figures IV.14 et IV.15 mettent en évidence les transitions reliant les deux bandes. Ce sont des spectres quatre fois conditionnés sur le haut de chacune des bandes, les transitions sont choisies dans une liste pour plus de statistique. Les "cross-talks" sont les pics indiqués en noir. On observe 8 transitions, d'énergies comprises entre 96 et 175 keV, reliant les deux bandes jusqu'à l'énergie 327 keV, soit une fréquence de rotation d'environ 0.17 MeV. La règle de somme des énergies est satisfaite, on estime l'erreur sur les énergies des transitions à 0.4 keV.

Les transitions SD des deux bandes permettent d'observer que SD1 et SD2 sont "mid-point" : en effet, on constate que les énergies γ vérifient

$$E_{\gamma}^{SD2}(I+1) = \frac{1}{2} (E_{\gamma}^{SD1}(I+2) + E_{\gamma}^{SD1}(I))$$

On confirme ainsi le fait que ces bandes sont en situation de couplage fort, avec un paramètre $a=0$, décrit plus en détail dans l'annexe B. La situation de couplage total est présente jusqu'à une fréquence de rotation environ égale à 0.17 MeV, ensuite, la dégénérescence est levée.

Les deux bandes SD sont donc reliées comme le montre la Figure IV.16. Nous pouvons supposer que ces transitions sont de nature dipolaire magnétique (M1) pour plusieurs raisons. Les transitions des bandes SD sont des transitions E2, la différence de spins entre deux états étant de 2, la transition reliant les deux bandes devra avoir un ΔI égal à 1. De plus, on suppose que ces bandes sont partenaires de signature, elles ont donc la même parité. Les transitions entre les deux SD seront ainsi de nature magnétique.

Ces transitions étant de très faible intensité, les mesures de rapport DCO telles qu'elles ont été faites pour les transitions SD s'avèrent difficiles. Toutefois, nous présentons à titre indicatif les rapports que nous avons mesurés dans le Tableau IV.2. Elles sont de plus reportées sur la Figure IV.13. Ces valeurs sont cohérentes, dans les barres d'erreur, avec

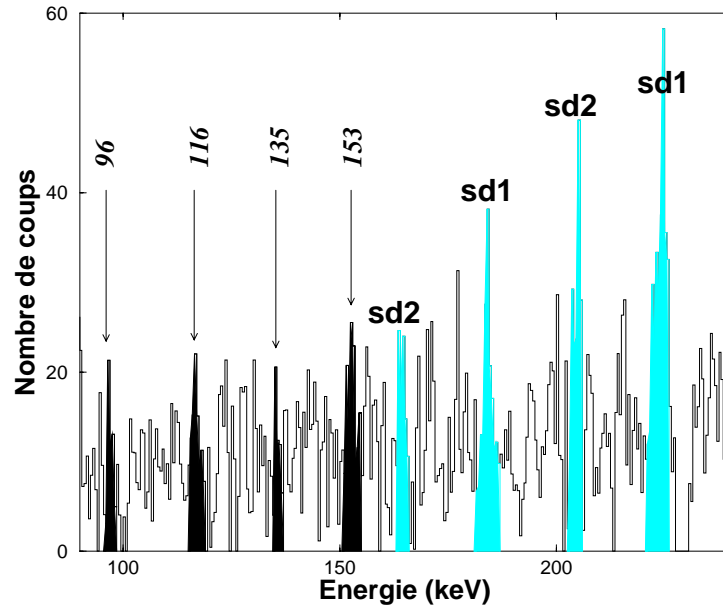


FIG. IV.14: Spectre 4 fois conditionné par le haut de la bande SD1 (les 4 "gates" sont choisies parmi les 11 plus hautes énergies de SD1). Les transitions inter-bandes sont coloriées en noir et indiquées par leurs énergies. Les pics appartenant aux bandes SD1 et SD2 sont en grisé.

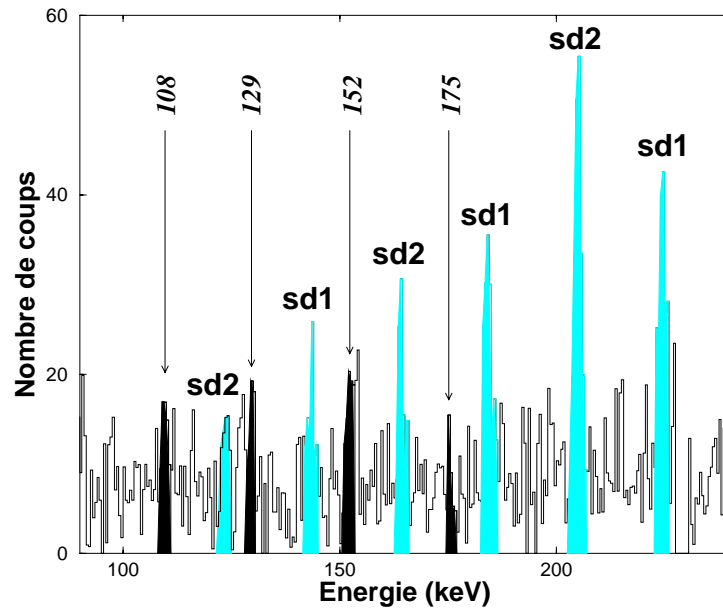


FIG. IV.15: Spectre 4 fois conditionné par le haut de la bande SD2 (les 4 "gates" sont choisies parmi les 13 plus hautes énergies de SD2). Les transitions inter-bandes sont coloriées en noir et indiquées par leurs énergies. Les pics appartenants aux bandes SD1 et SD2 sont en grisé.

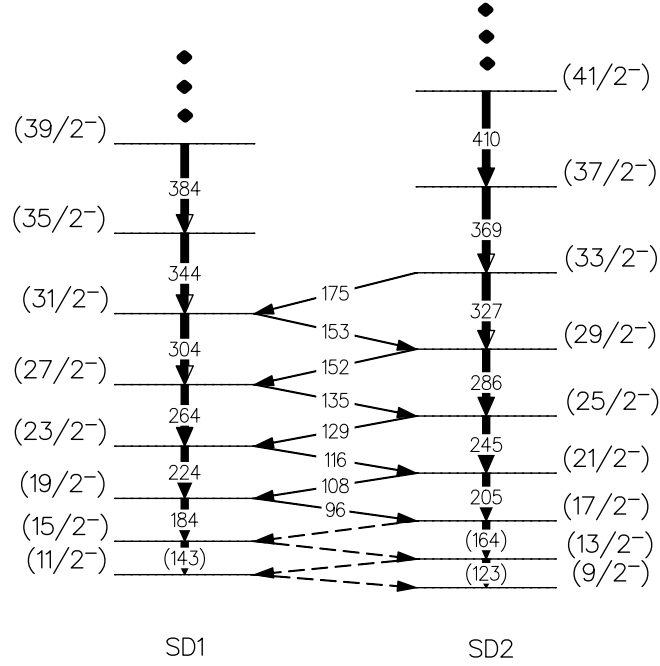


FIG. IV.16: Illustration des transitions ($M1$) reliant les bandes $SD1$ et $SD2$ partenaires de signature.

la valeur théorique 0.55, indiquant un caractère dipolaire à ces 3 transitions "cross-talks". Les autres pics correspondant aux transitions inter-bandes n'ont pas pu être intégrés, pour des raisons de statistique trop faible et/ou de contamination.

E_γ ("cross-talk")	Rapport DCO
108.5 (4)	0.75 (29)
115.8 (5)	0.65 (21)
129.0 (4)	0.79 (33)

TAB. IV.2: Tableau récapitulatif des rapports DCO pour les transitions inter-bandes. Ces points sont également représentés sur la Figure IV.13.

IV.4 Interprétation

IV.4.1 Moments d'inertie expérimentaux

A partir des énergies des transitions SD des bandes, on peut obtenir une première interprétation du comportement collectif du noyau en traçant le moment d'inertie dynamique en fonction de la fréquence de rotation. Pour des transitions E2, on a $\mathfrak{I}^{(2)} \approx \frac{4\hbar^2}{\Delta E_\gamma}$.

La plupart des bandes de cette région de masse ($A \sim 190$) présentent une augmentation du moment d'inertie avec la fréquence de rotation, indépendamment du nombre de nucléons présents. Or il a été montré que le moment quadrupolaire reste constant tout au long de la bande superdéformée, l'augmentation de $\mathfrak{S}^{(2)}$ ne peut donc pas être attribuée à un changement de forme du noyau. En réalité, son augmentation est dictée par la plus intense des forces nucléaires résiduelles : l'appariement. Dans cette région de masse superdéformée, les corrélations d'appariement sont toujours présentes, ce qui peut s'expliquer par le fait que les états SD se situent à bas spin.

Comme les états SD sont piégés dans le puits, et que leur déformation ne change pratiquement pas au cours de la bande, l'évolution de l'intensité des corrélations d'appariement pourra être étudiée en fonction de la rotation seule. L'augmentation régulière de $\mathfrak{S}^{(2)}$ avec $\hbar\omega$ est expliquée en terme de diminution progressive des corrélations d'appariement [138]. Sous l'effet de la force de Coriolis (effet CAP, Coriolis Anti Pairing), les paires de nucléons se brisent et l'alignement progressif de leurs moments angulaires sur l'axe de rotation contribue à l'augmentation du moment d'inertie.

Au cours du premier chapitre, nous avons étudié l'évolution de la force de Coriolis avec la déformation des noyaux. Nous avons montré que cette force est d'autant plus forte que les noyaux sont peu déformés. On s'attend ainsi, pour des noyaux SD, à ce que les effets de Coriolis soient négligeables. Or, les bandes SD s'étendent jusqu'à des fréquences de rotation très élevées, la force de Coriolis est alors suffisamment importante pour briser des paires de nucléons. Le phénomène de "backbending", que nous avons étudié au cours du chapitre I, correspond à un changement brutal du moment d'inertie. Le comportement caractéristique dans la masse 190 est moins spectaculaire, il est atténué sur une plus grande plage de fréquence de rotation.

Les moments d'inertie sont tracés pour les deux bandes SD1 et SD2 Figure IV.17, à partir des données expérimentales. Contrairement au comportement "usuel", les moments d'inertie présentent un comportement plus plat. C'est le phénomène de "blocking" de Pauli. Sur cette Figure IV.17 le moment $\mathfrak{S}^{(2)}$ de la bande SD "yrast" du noyau ^{194}Pb est également représenté, le blocage de Pauli n'est pas observé, puisque c'est un noyau pair-pair.

Le neutron célibataire bloque l'orbitale sur laquelle il se trouve, elle n'est alors plus disponible pour la diffusion des nucléons appariés. Le nombre de configurations accessibles de l'ensemble des nucléons appariés est diminué, l'énergie d'appariement est plus faible. Le moment d'inertie d'un noyau impair à fréquence nulle sera ainsi plus grand que celui du cœur pair-pair. Cette perte d'appariement s'ajoute à la perte progressive en fonction de la fréquence de rotation, due au CAP.

Le blocage de Pauli est d'autant mieux observé que le j de l'orbitale de valence est

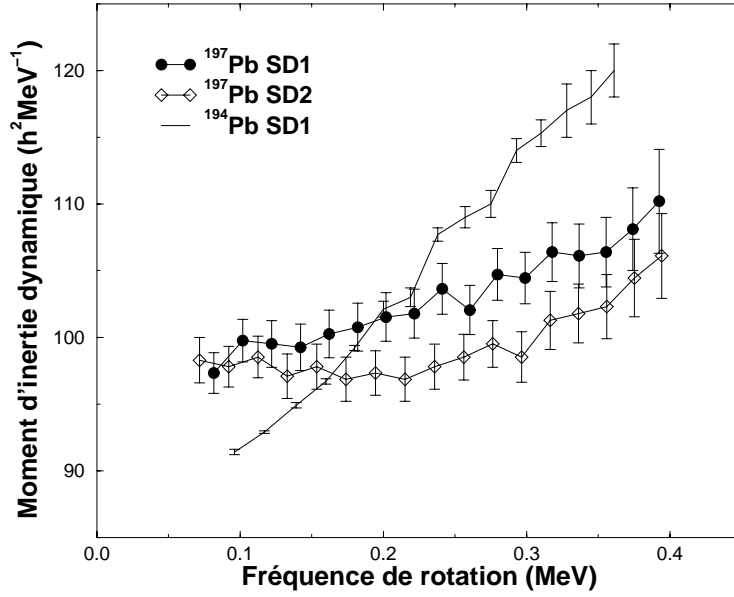


FIG. IV.17: Moments d'inertie dynamiques des bandes SD1 (●) et SD2 (◇) du noyau ^{197}Pb . Le moment d'inertie de la bande SD "yrast" de l'isotope pair-pair ^{194}Pb est également représenté, à titre de comparaison.

grand. Le comportement plat des moments d'inertie des bandes SD1 et SD2 nous donne une indication sur l'orbitale occupée par le neutron célibataire du noyau ^{197}Pb : il se trouve donc sur une orbitale intrusive. Ce phénomène a également été observé pour les noyaux impairs de mercure [126], et pour les isotopes impairs-impairs de thallium où on observe un double "blocking" [139]. Dans la région, les orbitales intruses disponibles sont celles issues de la couche sphérique $j_{15/2}$ pour les neutrons et $i_{13/2}$ pour les protons.

IV.4.2 Routhians

a) Routhians expérimentaux

A partir des spins et des énergies des états SD, on peut calculer les routhians expérimentaux. Le comportement d'un état quantique particulier peut ainsi être isolé. Pour cela, on compare le noyau que l'on désire étudier à un noyau de référence. En traitant le noyau dans le modèle du couplage fort, on suppose que le noyau de référence est peu affecté par l'ajout d'un nucléon sur l'orbitale que l'on cherche à caractériser. La différence de comportement entre les deux noyaux sera donc principalement due à la présence du nucléon sur l'état quantique considéré.

Soient deux états SD, avec respectivement E_i , I_i et E_f , I_f les énergies et spins des états initial et final. On définit un spin moyen \tilde{I} et une énergie moyenne \tilde{E} par

$$\tilde{I} = \frac{I_i + I_f}{2} \quad \text{et} \quad E(\tilde{I}) = \frac{1}{2}(E_i + E_f) \quad (\text{IV.13})$$

Le routhian E' s'obtient si on soustrait à l'énergie E des états SD mesurée dans le référentiel du laboratoire la composante associée à la rotation collective du cœur :

$$E'(\tilde{I}) = E(\tilde{I}) - E_{rot} \quad (\text{IV.14})$$

où E_{rot} est égale, en fonction du spin moyen \tilde{I} , à :

$$E_{rot} = \hbar\omega(\tilde{I})I_x(\tilde{I}) \quad (\text{IV.15})$$

I_x est la projection du moment angulaire total sur l'axe de rotation :

$$I_x(\tilde{I}) = \sqrt{(\tilde{I} + \frac{1}{2})^2 - K^2} \quad (\text{IV.16})$$

et $\hbar\omega$ la fréquence de rotation associée au spin moyen

$$\hbar\omega(\tilde{I}) = \frac{E_f - E_i}{I_x(I_f) - I_x(I_i)} \quad (\text{IV.17})$$

Afin d'étudier le comportement des orbitales individuelles, on soustrait à cette énergie totale la partie correspondant à la rotation collective du cœur. Cette énergie vaut, en utilisant la paramétrisation de Harris [81] :

$$E'_{ref}(\tilde{I}) = \frac{1}{8\mathfrak{S}_0} - \frac{\mathfrak{S}_0\omega(\tilde{I})}{2} - \frac{\mathfrak{S}_1\omega^2(\tilde{I})}{4} \quad (\text{IV.18})$$

\mathfrak{S}_0 et \mathfrak{S}_1 sont ajustés sur une bande SD d'un isotope pair-pair voisin du noyau que l'on veut étudier pour reproduire au mieux le comportement de son moment d'inertie dynamique $\mathfrak{S}^{(2)}$.

On obtient finalement les routhians expérimentaux $e'(\tilde{I})$

$$e'(\tilde{I}) = E'(\tilde{I}) - E'_{ref}(\tilde{I}) \quad (\text{IV.19})$$

Les routhians des bandes SD1 et SD2 de l'isotope ^{197}Pb sont représentés Figure IV.18. La bande de référence est la bande superdéformée "yrast" du noyau ^{198}Pb . Les valeurs

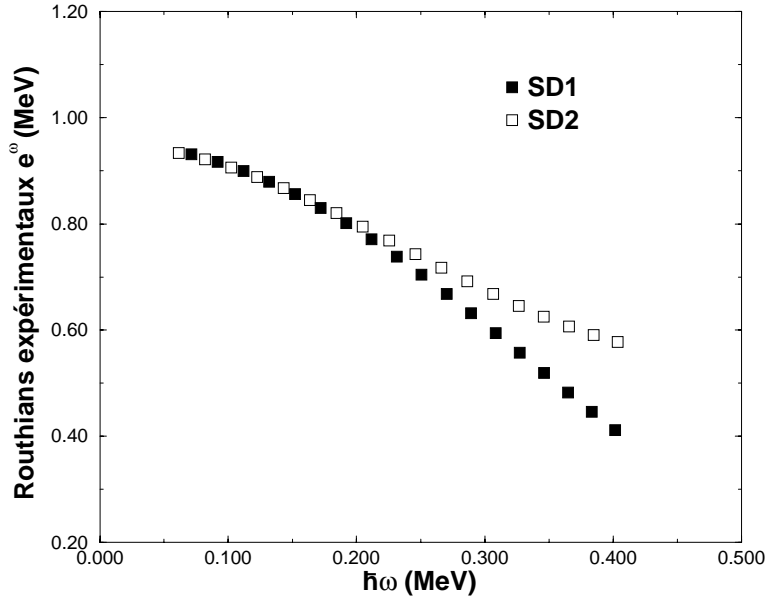


FIG. IV.18: *Routhians expérimentaux en fonction de la fréquence de rotation en MeV ($\hbar\omega$) pour les bandes SD1 et SD2 de ^{197}Pb . La bande de référence est la bande SD "yrast" de l'isotope ^{198}Pb .*

des paramètres de Harris sont $\mathfrak{S}_0 = 89.40 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$ et $\mathfrak{S}_1 = 49.90 \hbar^4 \text{MeV}^{-3}$. Notons qu'il est nécessaire de connaître les spins des états SD et la valeur K de la tête de bande. Notons également que les énergies d'excitation des états SD ne sont pas connues pour les noyaux dont les transitions de lien ne sont pas identifiées, ce qui est le cas pour la majorité des noyaux, notamment le cas de ^{197}Pb . L'énergie relative des bandes étudiées ne sera pas, dans notre cas, arbitraire, puisque les transitions reliant les deux bandes sont connues. Comme les deux bandes sont partenaires de signature, on leur impose de coïncider à fréquence nulle, la dégénérescence n'étant levée que par la rotation.

Les routhians ne présentent une séparation qu'à une fréquence de rotation égale à environ $\hbar\omega \simeq 0.17 \text{ MeV}$. Les transitions reliant les deux bandes SD, transitions de "cross-talk", doivent donc être observables jusqu'à cette plage de fréquence. Expérimentalement, en effet, les transitions de "cross-talk" ont été identifiées jusqu'à l'énergie 327 keV (SD2), ce qui est en accord avec la valeur obtenue à partir des routhians. Des informations supplémentaires peuvent être obtenues en comparant les routhians expérimentaux aux routhians théoriques.

b) Routhians théoriques

Le formalisme pour le calcul des routhians théoriques a été décrit au chapitre I dans le modèle du "Cranking". Pour obtenir les routhians de particules individuelles, on résout

les équations (IV.20) par la méthode auto-cohérente de Hartree-Fock.

$$h_i^\omega | \varphi_i \rangle = e_i^\omega | \varphi_i \rangle \quad (\text{IV.20})$$

Les calculs ont été réalisés par B. Gall de l'IREs à Strasbourg. Ce sont des calculs Hartree-Fock-Bogoliubov (avec Lipkin Nogami) (voir chapitre III, § III.5) tournants. La force effective employée est la paramétrisation SkM* de la force de Skyrme [88]. Ces résultats, obtenus avec la force de séniorité $G_\tau=12.6$ MeV pour le noyau ^{196}Pb , sont rassemblés Figure IV.19. Les routhians de quasi-neutrons sont également présentés (Figure IV.20).

Pour le nombre de neutrons que l'on considère, à savoir 115 dans le noyau ^{197}Pb , les niveaux disponibles théoriquement au-dessus du niveau de Fermi (λ) sont des excitations de quasi-particules sur les orbitales [512]5/2, [624]9/2 et [752]5/2. Ces trois orbitales se situent à des énergies d'excitation très proches.

Comme on le voit également, et plus clairement, sur la Figure IV.20, les deux signatures de l'orbitale [624]9/2 restent dégénérées sur toute la gamme de fréquence de rotation, cette orbitale peut donc être exclue.

Les orbitales [512]5/2 et [752]5/2 présentent quant à elles une séparation aux fréquences de rotation respectives $\hbar\omega=0.20$ MeV et $\hbar\omega=0.18$ MeV. Les routhians expérimentaux manifestent une levée de dégénérescence entre les deux signatures à une fréquence de rotation de 0.17 MeV. De la comparaison entre les routhians théoriques et expérimentaux, rien ne nous permet de distinguer les deux orbitales [512]5/2 et [752]5/2. Cependant, comme nous l'avons vu au cours du paragraphe IV.4.1, le comportement plat du moment d'inertie en fonction de la fréquence de rotation nous indique que le neutron célibataire doit se situer sur une orbitale intruse. Comme nous le rappelle la Figure IV.21, l'orbitale [512]5/2 n'est pas intruse mais issue de la couche $h_{9/2}$. L'orbitale occupée par le neutron célibataire dans le noyau ^{197}Pb est donc [752]5/2.

Les effets de la force de Coriolis en fonction du spin peuvent être ici étudiés. L'orbitale [624]9/2 est issue d'une orbitale $i_{13/2}$, de grand j , avec une grande projection sur l'axe de déformation $K=9/2$. Le nucléon célibataire dans cette configuration est en couplage fort, le terme de Coriolis est complètement négligeable. La preuve en est que la dégénérescence entre les deux partenaires de signature n'est levée que lorsque la rotation est vraiment grande, au-delà de l'observation expérimentale. Les orbitales [512]5/2 et [752]5/2 peuvent elles aussi être décrites par le modèle de couplage fort. Leur valeur de j est grande (elles sont issues respectivement des orbitales $h_{9/2}$ et $j_{15/2}$), leur projection sur l'axe de déformation leur confère cependant une situation où le nucléon célibataire n'est pas complètement couplé à la déformation. La force de Coriolis aura un effet non négligeable, à fréquence de rotation modérée.

^{196}Pb HFB-LN neutron single particle routhians ($SkM^* G_\tau=12.6$)

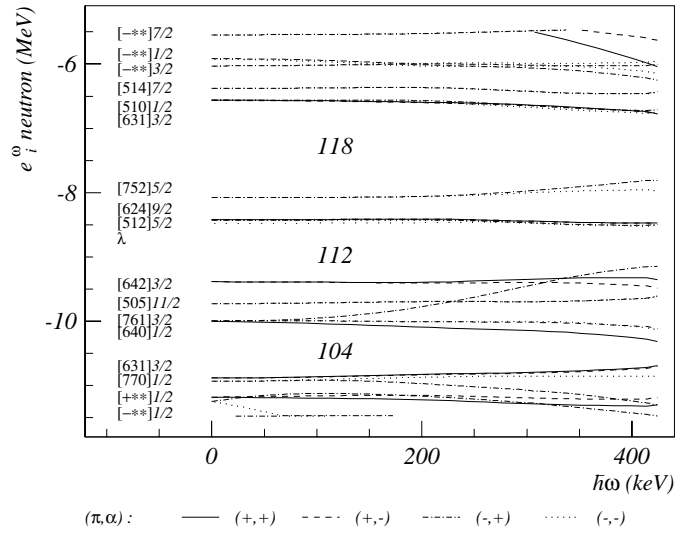


FIG. IV.19: Routhians neutrons théoriques calculés pour le noyau ^{196}Pb , par des calculs microscopiques Hartree-Fock-Bogoliubov+Lipkin-Nogami [140]. La convention pour le tracé des états de nombres quantiques de parité et signature différentes (π, α) est indiquée au bas de la figure.

^{196}Pb HFB-LN Neutron Quasi-particle routhians ($SkM^* G_\tau=12.6$)

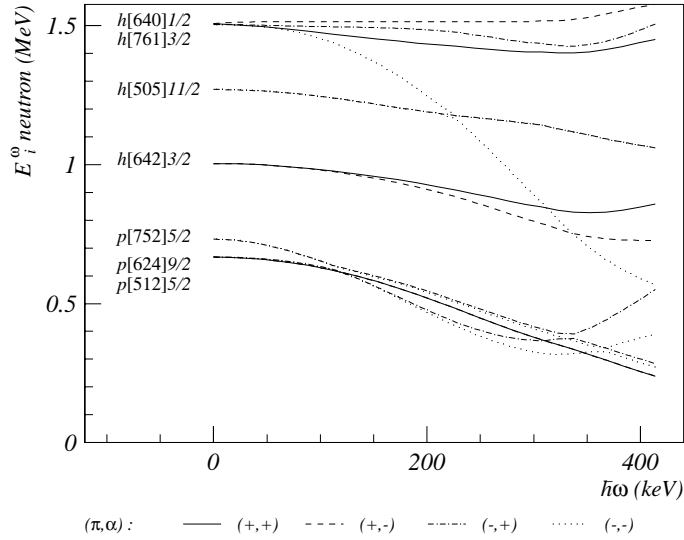


FIG. IV.20: Routhians de quasi-particules neutrons théoriques en fonction de la fréquence de rotation pour le noyau ^{196}Pb [140].

IV.4.3 Extraction expérimentale des propriétés magnétiques

a) Introduction

Les propriétés électriques de la matière SD s'obtiennent à partir des transitions E2, les moments quadripolaires électriques sont relativement bien déterminés. Dans la région de masse 190, ils sont de l'ordre de $Q_0 \sim 20eb$ et confirment les estimations théoriques [141]. L'extraction des propriétés magnétiques peut se faire via la connaissance de la probabilité de transition B(M1), ou à défaut en mesurant le rapport B(M1)/B(E2). Elles sont beaucoup moins bien connues car elles nécessitent l'identification des transitions M1 reliant deux bandes SD partenaires de signature. Comme nous l'avons déjà dit, ces transitions n'ont été observées que dans 5 noyaux dans la région de masse $A \sim 190$. Il n'existe donc que 5 valeurs de g_K expérimentales.

Le but de l'expérience que nous avons réalisée ayant été atteint, grâce à une statistique suffisante, l'observation des transitions de "cross-talk" dans le noyau ^{197}Pb va permettre de déterminer le facteur gyromagnétique dû au nucléon célibataire.

b) Rappels : probabilités de transitions et rapport d'embranchement

Lorsqu'on a accès aux intensités relatives des transitions, on peut déterminer le rapport d'embranchement électromagnétique R_γ pour un état de spin I . Sur la Figure IV.22, l'état de spin I se désexcite soit par émission d'un γ de multipolarité E2, soit par un "cross-talk" de multipolarité M1. Le rapport R_γ s'écrit [7] :

$$R_\gamma = \frac{T_\gamma(M1, I \rightarrow I - 1)}{T_\gamma(E2, I \rightarrow I - 2)} \quad (\text{IV.21})$$

où $T_\gamma(E2, I \rightarrow I - 2)$ est la probabilité de transition quadripolaire électrique pour une transition d'énergie E_γ et $T_\gamma(M1, I \rightarrow I - 1)$ la probabilité de transition dipolaire magnétique. Elles s'expriment en fonction des probabilités de transition réduites B(E2) et B(M1) et des énergies des transitions selon les équations (IV.22) :

$$\begin{cases} T_\gamma(M1, I \rightarrow I - 1) = 1.779 \cdot 10^{13} \times E_\gamma^3(M1) B(M1, I \rightarrow I - 1) \\ T_\gamma(E2, I \rightarrow I - 2) = 1.223 \cdot 10^{13} \times E_\gamma^5(E2) B(E2, I \rightarrow I - 2) \end{cases} \quad (\text{IV.22})$$

Les probabilités de transition réduites ont une expression simple dans le cadre du modèle Rotor-Plus-Particule, en approximation de couplage fort, comme cela a été mentionné au chapitre I.

Le rapport des probabilités de transitions réduites s'exprime ainsi en fonction du rapport d'embranchement :

$$\frac{B(E2, I \rightarrow I - 2)}{B(M1, I \rightarrow I - 1)} = 6.87 \cdot 10^{-1} \frac{E_\gamma^5(E2)}{E_\gamma^3(M1)} R_\gamma(I) \quad (\mu_N^2/e^2 b^2) \quad (\text{IV.23})$$

En remplaçant les probabilités $B(E2)$ et $B(M1)$ par leurs expressions dans la limite du couplage fort (voir chapitre I, équations (I.33) et (I.36)), le rapport d'embranchement R_γ s'écrit :

$$R_\gamma(I) = \frac{I_\gamma(M1)}{I_\gamma(E2)} = 3.49 \times 10^4 \frac{(g_K - g_R)^2 K^2}{Q_0^2} \frac{E_\gamma^3(M1) \langle IK10 | I - 1K \rangle^2}{E_\gamma^5(E2) \langle IK20 | I - 2K \rangle^2} \quad (\text{IV.24})$$

Nous obtiendrons les propriétés magnétiques, c'est-à-dire le paramètre g_K , moment magnétique associé à l'orbitale occupée par le nucléon célibataire, de manière expérimentale, en mesurant le rapport R_γ .

c) Mesure directe par les intensités M1/E2

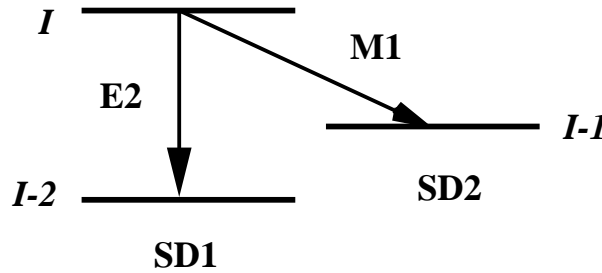


FIG. IV.22: Illustration de la désexcitation d'un état de spin I , soit vers un état de spin $I-2$ par émission d'une transition quadrupolaire électrique ($E2$), soit vers un état de spin $I-1$ par émission d'une transition dipolaire magnétique ($M1$).

Lorsque la transition $M1$ est observée dans le spectre, on peut directement avoir son intensité et la comparer à celle de la transition $E2$ désexcitant le même état. Prenons l'exemple de la Figure IV.22. Il faut construire un spectre conditionné par la transition qui alimente l'état de spin I , et intégrer les deux pics correspondants aux transitions $M1$ et $E2$, en corrigeant des efficacités. Dans le cas de notre analyse, le fait d'imposer une énergie particulière réduit trop la statistique. Les conditions sont donc choisies dans une liste, comme nous l'avons déjà vu auparavant. Notons que la liste ne doit pas contenir l'énergie $E2$ dont on veut déterminer l'intensité.

Les mesures que nous avons réalisées l'ont été sur des spectres 4 fois conditionnés. La Figure IV.23 donne un exemple de spectres sur lesquels nous avons travaillé. Les deux

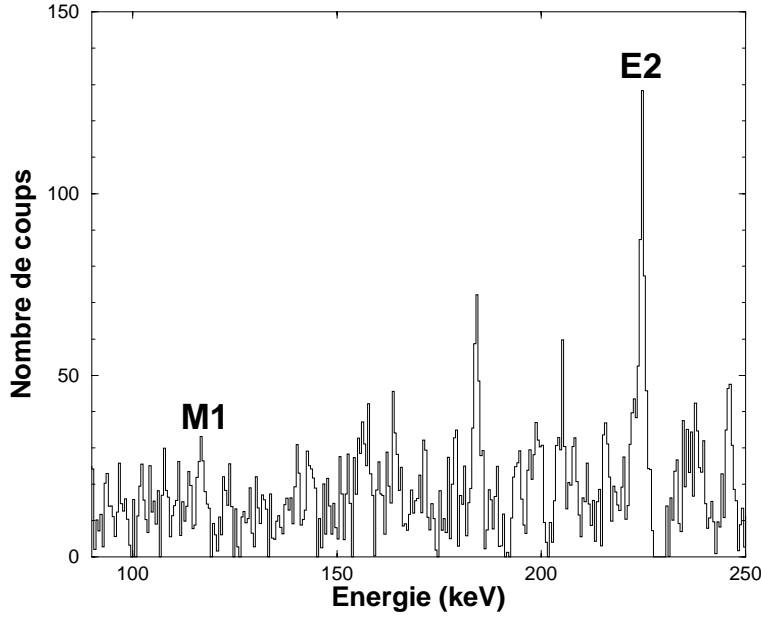


FIG. IV.23: Spectre conditionné par 4 transitions parmi 264, 304, 344, 384, 424, 463, 502, 540, 578, 617, 654, 692, 730 keV (SD1). Le rapport d'embranchement est obtenu de la comparaison des intensités des pics à 224 keV (E2) et 116 keV (M1).

pics sont intégrés et on obtient les nombres de coups $N_\gamma(M1)$ et $N_\gamma(E2)$ et les erreurs sur les nombres de coups associées.

Le rapport d'embranchement expérimental est donc, compte tenu des efficacités,

$$R_\gamma = \frac{N_\gamma(M1)}{\varepsilon(M1)} \frac{\varepsilon(E2)}{N_\gamma(E2)} \quad (\text{IV.25})$$

Les valeurs obtenues sont résumées dans la quatrième colonne du Tableau IV.3. Le pic correspondant à la transition M1 de 135 keV n'a pas pu être intégré de manière satisfaisante, par manque de statistique.

Grâce à la formule (IV.23), le rapport des probabilités $B(M1)/B(E2)$ s'obtient également de manière expérimentale. Les valeurs $B(M1)/B(E2)$ sont données dans le Tableau IV.3, ainsi que les erreurs associées.

Pour finir, on peut extraire une valeur numérique pour l'expression suivante, de manière complètement expérimentale, selon l'équation (IV.24),

$$\frac{(g_K - g_R)K}{Q_0} f(I, K) = \pm \sqrt{\frac{R_\gamma(I)}{3.49} \times \frac{E_\gamma^5(E2)}{E_\gamma^3(M1)}} \quad (eb)^{-1} \quad (\text{IV.26})$$

avec

$$f(I, K) = \frac{\langle IK10 | I - 1K \rangle}{\langle IK20 | I - 2K \rangle}$$

$E_\gamma(E2)$ (keV)	$E_\gamma(M1)$ (keV)	Spin état I (\hbar)	$R_\gamma(I)$	$B(M1)/B(E2)$ (μ_N^2/e^2b^2)	$\frac{(g_K - g_R)K}{Q_0}f(I, K)$ (eb) $^{-1}$
304	153	31/2	0.11 ± 0.06	0.057 ± 0.031	-0.154 ± 0.042
264	135	27/2	-	-	-
224	116	23/2	0.34 ± 0.15	0.085 ± 0.038	-0.188 ± 0.042
184	96	19/2	0.16 ± 0.10	0.026 ± 0.017	-0.103 ± 0.033
327	175	33/2	0.07 ± 0.05	0.035 ± 0.027	-0.121 ± 0.046
286	152	29/2	0.11 ± 0.05	0.042 ± 0.019	-0.132 ± 0.030
245	129	25/2	0.12 ± 0.05	0.033 ± 0.015	-0.117 ± 0.027
205	108	21/2	0.22 ± 0.13	0.043 ± 0.026	-0.134 ± 0.041
valeur moyenne			0.16 ± 0.03	0.046 ± 0.010	-0.135 ± 0.014

TAB. IV.3: *Tableau récapitulatif des valeurs expérimentales de $R_\gamma(I)$, $B(M1)/B(E2)$ et $\frac{(g_K - g_R)K}{Q_0}f(I, K)$ obtenues par mesure directe du rapport d'intensités des transitions M1 et E2 pour les transitions M1 observables.*

Les valeurs numériques sont reportées dans le Tableau IV.3. On choisit la solution négative pour obtenir par la suite la valeur conventionnellement négative du facteur gyromagnétique neutron. On obtient une valeur moyenne expérimentale de

$$\frac{(g_K - g_R)K}{Q_0}f(I, K) = -0.135 \pm 0.014(\text{eb})^{-1}$$

A priori la configuration neutron n'est pas déterminée avec certitude, même si l'orbitale [752]5/2 semble présenter toutes les caractéristiques pour contenir le nucléon célibataire. Les routhians étudiés au paragraphe précédent nous indiquent que les orbitales [512]5/2, [752]5/2 et [624]9/2, possèdent toutes trois des énergies très proches. Pour s'affranchir des coefficients de Clebsh-Gordan $f(I, K)$, il faut faire une hypothèse sur la valeur K de l'orbitale (K étant, rappelons-le, la projection du spin sur l'axe de symétrie). Plusieurs valeurs du rapport $\frac{(g_K - g_R)K}{Q_0}$ pour différentes valeurs de K sont proposées dans le Tableau IV.4. Les propriétés magnétiques seront extraites après confirmation de ces résultats par une seconde méthode.

d) Mesure indirecte par les intensités E2/E2'

Lorsque les transitions M1 sont de trop faible intensité, on ne peut pas déterminer le rapport de branchement directement. Il existe alors une méthode alternative, initialement proposée pour l'étude des propriétés magnétiques du noyau ^{195}Tl [129]. Elle utilise unique-

		$\frac{(g_K - g_R)K}{Q_0}$			
$E_\gamma(\text{E2})$ (keV)	$E_\gamma(\text{M1})$ (keV)	(K=5/2) (eb) $^{-1}$	(K=9/2) (eb) $^{-1}$	(K=11/2) (eb) $^{-1}$	(K=3/2) (eb) $^{-1}$
304	153	-0.129 ± 0.035	-0.124 ± 0.034	-0.121 ± 0.033	-0.130 ± 0.036
264	135	-	-	-	-
224	116	-0.154 ± 0.034	-0.144 ± 0.032	-0.135 ± 0.030	-0.158 ± 0.035
184	96	-0.080 ± 0.027	-0.073 ± 0.024	-0.066 ± 0.021	-0.085 ± 0.028
327	175	-0.102 ± 0.038	-0.099 ± 0.037	-0.096 ± 0.036	-0.103 ± 0.039
286	152	-0.110 ± 0.025	-0.106 ± 0.024	-0.102 ± 0.023	-0.111 ± 0.025
245	129	-0.097 ± 0.022	-0.090 ± 0.021	-0.087 ± 0.020	-0.098 ± 0.023
205	108	-0.109 ± 0.033	-0.099 ± 0.030	-0.092 ± 0.028	-0.112 ± 0.034
valeur moyenne		-0.112 ± 0.012	-0.106 ± 0.012	-0.100 ± 0.011	-0.114 ± 0.013

 TAB. IV.4: Valeurs des rapports expérimentaux $\frac{(g_K - g_R)K}{Q_0}$ pour différentes valeurs de K .

ment les intensités des transitions quadrupolaires. Elle nécessite néanmoins de connaître les énergies des transitions M1.

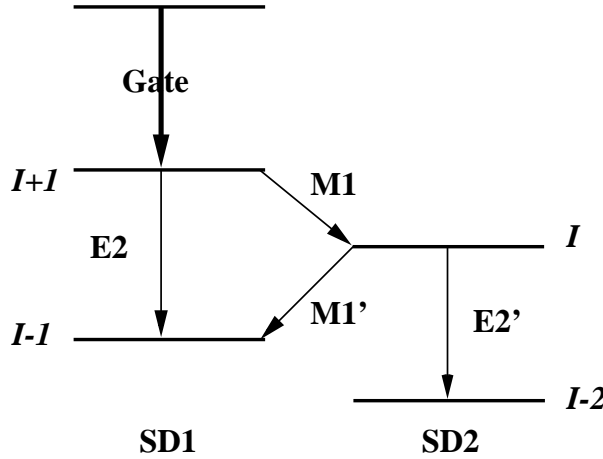


FIG. IV.24: Séquence de transitions entre deux bandes partenaires de signature.

Soient la séquence de transitions SD quadrupolaires et les transitions dipolaires interbandes, symbolisées sur la Figure IV.24. Dans la limite du couplage fort, les rapports d'embranchement électromagnétiques pour les états de spin $I + 1$ et I sont donnés par l'équation (IV.24), où $f(I + 1, K)$ et $f(I, K)$ sont les rapports de coefficients de Clebsch-Gordan pour les spins $I + 1$ et I .

$$R_\gamma(I+1) = \frac{I_\gamma(M1)}{I_\gamma(E2)} = 3.49 \times 10^4 \frac{(g_K - g_R)K^2}{Q_0^2} \frac{E_\gamma^3(M1)}{E_\gamma^5(E2)} f(I+1, K) \quad (\text{IV.27})$$

$$R_\gamma(I) = \frac{I_\gamma(M1')}{I_\gamma(E2')} = 3.49 \times 10^4 \frac{(g_K - g_R)K^2}{Q_0^2} \frac{E_\gamma^3(M1')}{E_\gamma^5(E2')} f(I, K) \quad (\text{IV.28})$$

La conservation de l'intensité totale, si on suppose que la décroissance vers les états ND est nulle, ce qui est le cas, impose la relation suivante, en fonction des coefficients de conversion interne α :

$$[1 + \alpha(M1)] I_\gamma(M1) = [1 + \alpha(M1')] I_\gamma(M1') + [1 + \alpha(E2')] I_\gamma(E2') \quad (\text{IV.29})$$

Notons que pour cette conservation soit appliquée, il faut que la transition alimentant l'état $I+1$ soit imposée, comme c'est indiqué sur la Figure IV.24 par une flèche épaisse. A partir des expressions (IV.27), (IV.28) et (IV.29), on obtient :

$$S^2 = \frac{(g_K - g_R)^2 K^2}{Q_0^2} = 2.86 \times 10^{-5} \dots \dots \frac{[1 + \alpha(E2')]}{[1 + \alpha(M1)] \tilde{R}_\gamma \frac{E_\gamma^3(M1)}{E_\gamma^5(E2)} f(I+1, K) - [1 + \alpha(M1')] \frac{E_\gamma^3(M1')}{E_\gamma^5(E2')} f(I, K)} \quad (\text{IV.30})$$

La quantité à déterminer ne dépend plus que des intensités des transitions E2 et E2', par le rapport $\tilde{R}_\gamma = \frac{I_\gamma(E2)}{I_\gamma(E2')}$.

Cette méthode a été appliquée pour les transitions des bandes SD1 et SD2, sur des spectres 3 fois conditionnés, dont une transition imposée, celle au-dessus de la transition à analyser. Les autres conditions sont choisies dans la liste des transitions du haut de bande. On obtient le rapport \tilde{R}_γ grâce aux intensités expérimentales corrigées des efficacités. Les coefficients de conversion sont tabulés pour toutes les énergies, on obtient les valeurs numériques des rapports S , en prenant la racine négative, pour les mêmes raisons que lors de la méthode directe. Il faut choisir une valeur de K , pour les valeurs des coefficients $f(I, K)$ et $f(I+1, K)$. Les résultats sont présentés dans le Tableau IV.5 pour $K=5/2$. La valeur moyenne obtenue est de **-0.105 ± 0.016 (eb)⁻¹**. Elle est en très bon accord avec celle obtenue pour une bande $K=5/2$ par mesure directe de rapport d'embranchement, soit **-0.112 ± 0.012 (eb)⁻¹**. Cette seconde méthode permet donc de confirmer les résultats obtenus précédemment.

$E_\gamma(\text{E2})$ (keV)	I+1	$E'_\gamma(\text{E2})$ (keV)	I	$I_\gamma(\text{E2})/I_\gamma(\text{E2}')$	$\frac{(g_K - g_R)K}{Q_0}$ (eb) $^{-1}$
304	31/2	286	29/2	5.69 ± 2.36	-0.107 ± 0.029
264	27/2	245	25/2	4.22 ± 1.84	-0.102 ± 0.033
224	23/2	205	21/2	0.55 ± 0.23	-0.128 ± 0.015
184	19/2	164	17/2	2.08 ± 1.64	-0.100 ± 0.070
286	29/2	264	27/2	4.49 ± 2.56	-0.111 ± 0.045
245	25/2	224	23/2	4.46 ± 2.33	-0.085 ± 0.033
205	21/2	184	19/2	2.30 ± 1.16	-0.104 ± 0.055
valeur moyenne				3.40 ± 0.7	-0.105 ± 0.016

TAB. IV.5: Valeurs expérimentales du rapport $\frac{(g_K - g_R)K}{Q_0}$ (en (eb) $^{-1}$) obtenues par rapport des intensités des transitions E2 uniquement, pour une valeur $K=5/2$.

IV.4.4 Détermination du facteur de "quenching" g_s^{eff}/g_s^{free}

A partir du rapport d'embranchement R_γ , nous avons déterminé de manière expérimentale le rapport $\frac{(g_K - g_R)K}{Q_0}$.

a) Comparaison avec des calculs HF+BCS

Des théoriciens de Lyon et Bordeaux ont récemment calculé les valeurs théoriques du rapport $\frac{(g_K - g_R)K}{Q_0}$ pour diverses orbitales neutrons des isotopes pairs-pairs de plomb de la masse 190 [10]. Les calculs microscopiques de champ moyen ont été réalisés dans le formalisme Hartree-Fock + BCS tel qu'il a été présenté au chapitre III. La force effective employée était la paramétrisation SkM* [88].

Le moment magnétique associé au cœur, le facteur g_R , utilisé n'est pas la valeur hydrodynamique usuellement employée (Z/A), mais il a été déterminé de manière microscopique avec le "Cranking" d'Inglis. Les valeurs théoriques de g_R issues de ces calculs sont reportées dans la référence [10]. Les calculs microscopiques fournissent une meilleure description du cœur, le facteur g_R est réduit d'environ 20% par rapport à la valeur Z/A . Notons que l'approximation du "Cranking" d'Inglis est justifiée pour le cas des noyaux de la masse 190, où la superdéformation existe à bas spins. Notons également que, récemment, ce facteur gyromagnétique a été mesuré pour le noyau SD ^{194}Hg [142]. Cette mesure corrobore la valeur prédite, le facteur g_R est différent de Z/A .

Ces rapports sont calculés pour différentes orbitales neutrons. Les résultats pour les cœurs pairs-pairs de plomb ^{196}Pb et ^{198}Pb sont présentés dans le Tableau IV.6. Les valeurs

expérimentales que nous avons obtenues pour le noyau ^{197}Pb sont également reportées.

Noyau	$\nu[505]11/2$	$\nu[761]3/2$	$\nu[642]3/2$	$\nu[512]5/2$	$\nu[752]5/2$	$\nu[624]9/2$
^{196}Pb	-0.191	-0.080	0.001	-0.128	-0.109	-0.168
^{198}Pb	-0.189	-0.080	0.001	-0.128	-0.108	-0.165
^{197}Pb	-0.100 (11)	-0.114 (13)	-0.114 (13)	-0.112 (12)	-0.112 (12)	-0.106 (12)

TAB. IV.6: *Prédictions des rapports $\frac{(g_K - g_R)K}{Q_0}$ (en $(eb)^{-1}$) obtenues à partir de calculs $HF+BCS$ pour différentes configurations de neutrons de valence [10]. Les valeurs théoriques présentées pour les isotopes pairs-pairs $^{196,198}\text{Pb}$ sont comparées aux valeurs expérimentales obtenues dans le noyau ^{197}Pb .*

On constate que pour l'orbitale $\nu[752]5/2$, les valeurs expérimentale et théorique présentent un bon accord. Ceci nous fournit une indication complémentaire en ce qui concerne l'assignation de la configuration du nucléon célibataire, qui se trouve bien sur $\nu[752]5/2$.

b) Calcul du facteur g_K pour l'orbitale $\nu[752]5/2$

Nous avons à notre disposition la valeur numérique expérimentale du rapport suivant :

$$r = \frac{(g_K - g_R)K}{Q_0} = -0.112 \pm 0.012 \quad (\text{IV.31})$$

Le facteur gyromagnétique est donc égal à

$$g_K = \frac{Q_0}{K}r + g_R \quad (\text{IV.32})$$

et l'erreur associée est calculée selon la formule suivante :

$$\Delta g_K = \frac{Q_0}{K} \Delta r \quad (\text{IV.33})$$

En prenant pour Q_0 la valeur théorique du moment quadrupolaire électrique $Q_0=19.7$ eb du noyau ^{196}Pb [143], le facteur g_R théorique 0.338 [10] et $\langle S_z \rangle = 0.34$ pour l'orbitale $\nu[752]5/2$, on obtient pour facteur gyromagnétique de l'orbitale $\nu[752]5/2$:

$$g_K = -0.54 \pm 0.09$$

c) Facteur de "quenching"

Les calculs théoriques microscopiques de $\langle S_z \rangle_{th}$, effectués pour les isotopes de plomb, mercure et thallium [10], font apparaître un désaccord avec les valeurs expérimentales $\langle S_z \rangle_{exp}$. Cet effet semble être dû à la polarisation du cœur. Pour reproduire les données expérimentales, il peut être nécessaire d'introduire un facteur de réduction dans le facteur gyromagnétique de spin, ou facteur de "quenching" α_q , défini tel que :

$$\alpha_q = \frac{g_s^{eff}}{g_s^{free}} \quad (\text{IV.34})$$

q représentant soit un neutron soit un proton. Les résultats sont alors reproduits si on ne prend plus le facteur pour un nucléon libre g_s^{free} mais un facteur effectif.

Comme nous l'avons constaté (Tableau IV.6), l'accord entre le rapport $\frac{(g_K - g_R)K}{Q_0}$ théorique et expérimental est bon mais pas parfait. Les valeurs théoriques ont été obtenues avec g_s^{free} . Grâce à la détermination expérimentale de g_K , nous pouvons avoir accès à $\langle S_z \rangle_{exp}$, via l'expression (IV.35) vue au chapitre I :

$$g_K = g_\ell + (g_s - g_\ell) \frac{\langle K | S_z | K \rangle}{K} \quad (\text{IV.35})$$

et ainsi déterminer si cette différence provient ou non d'un facteur de réduction qu'il faudrait introduire sur le facteur gyromagnétique de spin. Rappelons que pour les neutrons, on a $g_\ell=0$ et $g_s^{free}=-3.826$. Le facteur de "quenching" neutron α_n peut alors être estimé sachant que :

$$\langle S_z \rangle_{exp} = \frac{K \cdot g_K^{exp}}{g_s^{eff}} = \frac{K \cdot g_K^{exp}}{\alpha_n g_s^{free}} = \langle S_z \rangle_{th} \quad (\text{IV.36})$$

soit

$$\alpha_n = \frac{Q_0 \cdot r + g_R \cdot K}{g_s^{free} \cdot \langle S_z \rangle_{th}} \quad (\text{IV.37})$$

et l'erreur associée

$$\Delta\alpha = \frac{Q_0}{g_s^{free} \cdot \langle S_z \rangle_{th}} \Delta r \quad (\text{IV.38})$$

La valeur que nous obtenons pour le "quenching" neutron à l'issue de cette analyse est égale à :

$$\alpha_n = 1.05 \pm 0.17$$

On constate donc de manière expérimentale qu'il n'y a pas de réduction pour le facteur g_s neutron de cette orbitale intruse.

Cette mesure confirme les résultats proposés pour les autres isotopes impairs en neutrons ^{193}Hg et ^{193}Pb , il semble ne pas y avoir de réduction du facteur gyromagnétique de spin au minimum SD pour les neutrons, contrairement aux protons. En effet les mesures réalisées pour les isotopes de tallium [127, 128, 129] montrent quant à elles la présence d'un facteur $\alpha_p=0.6$, identique à celui la matière normalement déformée. Le faible nombre de mesures effectuées appelle à une certaine prudence quant à ces facteurs de réduction.

L'absence de "quenching" neutron se manifeste donc quelle que soit l'orbitale : $\nu[512]5/2$ pour le noyau ^{193}Hg [126], $\nu[624]9/2$ pour le noyau ^{193}Pb [130, 131]. L'extraction des propriétés magnétiques concernant l'orbitale intruse $\nu[752]5/2$ aboutit aux mêmes conclusions.

IV.5 Conclusion

L'étude du noyau superdéformé ^{197}Pb a été réalisée par réaction de fusion-évaporation. La grande efficacité du multidétecteur EUROBALL IV nous a offert l'opportunité d'observer les transitions M1, de très faible intensité, reliant deux bandes SD partenaires de signature. Par notre analyse, nous obtenons trois informations qui convergent vers la détermination de la configuration neutron.

- × Le moment d'inertie dynamique, $\mathfrak{S}^{(2)}$, présente un comportement plat en fonction de la fréquence de rotation, signifiant que le neutron célibataire se trouve probablement sur une orbitale intrusive. En effet, le nucléon célibataire empêche la participation de l'orbitale qu'il occupe au phénomène d'appariement. Le "blocking" est d'autant mieux observé que le spin de l'orbitale est grand, ce qui est le cas pour les orbitales intruses.

- × Grâce aux énergies des transitions SD, les routhians expérimentaux ont été calculés. La dégénérescence des deux signatures est levée à une fréquence de rotation environ égale à 0.17 MeV.

- × En comparant avec les routhians théoriques, obtenus par les calculs HF+BCS, trois orbitales peuvent être proposées pour accueillir le nucléon célibataire, selon des critères d'énergies et de levée de dégénérescence. Ce sont les orbitales neutrons $[624]9/2$, $[512]5/2$ et $[752]5/2$ issues des couches respectives $i_{13/2}$, $h_{9/2}$ et $j_{15/2}$. L'orbitale $[624]9/2$ a pu être exclue puisqu'elle ne présente pas de levée de dégénérescence. L'orbitale $[512]5/2$ n'est pas intrusive. Seule l'orbitale $[752]5/2$ permet d'expliquer le comportement du moment d'inertie.

- × Enfin, la mesure directe du rapport d'embranchement $B(M1)/B(E2)$ confirme que le neutron célibataire dans le noyau ^{197}Pb se situe sur l'orbitale $[752]5/2$. La valeur expérimentale obtenue pour le rapport $\frac{(g_K - g_R)K}{Q_0}$ est en très bon accord avec la valeur théorique issue de calculs HF+BCS pour cette orbitale.

Par l'observation des transitions "cross-talks" reliant les deux bandes SD1 et SD2, nous avons également pu calculer le facteur gyromagnétique g_K pour l'orbitale $[752]5/2$. Seules cinq valeurs étaient connues auparavant dans la région de masse $A \sim 190$. Pour la première fois, nous avons déterminé les propriétés magnétiques de la matière superdéformée pour une orbitale neutron intrusive. Grâce à cette mesure, nous avons ainsi calculé le facteur de "quenching" neutron, nos résultats impliquent qu'il n'y a pas de facteur de réduction pour les neutrons dans la matière SD ($\alpha_n=1$). Pour les bandes superdéformées basées sur des configurations protons, ce facteur est proposé égal à 0.6, comme dans la matière normalement déformée. L'origine et l'explication de cette différence notable nécessitent des mesures complémentaires. Cela passera inévitablement par l'observation de transitions encore moins intenses. Ceci sera réalisable dans un futur proche, en utilisant des multidétecteurs encore plus puissants, qui sont en cours de développement, dans le

cadre des projets "Tracking γ ", "GRETA" et "MARS".

Revenons pour finir sur les effets de l'interaction de Coriolis. Au cours du chapitre I, nous avons émis l'hypothèse que, dans les noyaux superdéformés de la masse $A \sim 190$, c'est-à-dire pour des valeurs de spins relativement faibles, la force de Coriolis devait être négligeable, excepté bien sûr pour des orbitales $K=1/2$. Dans ce chapitre, nous avons pu démontrer cette supposition. En effet, en suivant le comportement du moment d'inertie dynamique $\mathfrak{I}^{(2)}$ associé aux bandes SD1 et SD2 du noyau ^{197}Pb , on observe une structure relativement plate. En comparaison avec les moments d'inertie fortement croissants pour les isotopes pairs-pairs voisins, on peut conclure que le neutron célibataire reste bloqué sur l'orbitale intruse et subit peu l'influence de la force de Coriolis.

Néanmoins, en observant les routhians, on constate une levée de dégénérescence entre les deux signatures des deux bandes pourtant en situation de couplage fort. Pour une fréquence de rotation environ égale à 0.17 MeV, soit un spin de $(33/2^-)$, les effets de Coriolis agissent sur le mouvement du nucléon célibataire situé, rappelons-le, sur l'orbitale $\nu[752]5/2$. Nous montrons ici la grande influence de l'orbitale sur laquelle la force de Coriolis agit. Ici, le spin du nucléon est grand (issu de la couche sphérique $1j_{15/2}$), mais sa projection sur l'axe de symétrie ne lui confère pas un couplage total à la déformation. Un cas de réel couplage fort a été illustré au cours de ce chapitre, avec une orbitale de grand K . En effet, les deux partenaires de signature de l'orbitale $[624]9/2$ restent dégénérées sur toute la plage de fréquence observable. Pour que le cas du couplage fort soit rigoureusement observé, il faut ainsi réunir les deux conditions importantes, à savoir une grande déformation et une grande projection du spin sur l'axe de symétrie. De plus, la fréquence de rotation des noyaux doit rester à des valeurs raisonnables. En effet, la comparaison que nous avons proposée dans le chapitre I avait été faite pour un spin égal à $13/2$. A plus haut spin, la force de Coriolis agit et perturbe alors le mouvement du nucléon célibataire quel que soient les conditions énoncées précédemment.

Conclusion

Le travail que nous venons de présenter propose une étude expérimentale de la structure nucléaire à haut spin, basée sur deux régions de noyaux différentes. Les fréquences de rotation communiquées aux noyaux étant du même ordre de grandeur, l'influence de la force de Coriolis — présente dans tout mouvement de rotation — est étudiée en fonction de deux caractéristiques différenciant les noyaux, leur déformation et la configuration des nucléons de valence.

Notre étude spectroscopique a pu être réalisée en utilisant un des systèmes de détection γ les plus performants au monde, successivement le multidétecteur EUROGAM-EUROBALL dans ses phases successives appelées II et IV. Ce multidétecteur, composé d'un grand nombre de détecteurs germanium — 239 dans le cas d'EUROBALL — assure un pouvoir de résolution excellent. Pour réduire les effets néfastes de l'élargissement Doppler, les cristaux ont été regroupés pour former des détecteurs composites tels que les détecteurs "trèfles" et les détecteurs "bouquets". L'efficacité de détection est optimisée et les multidétecteurs offrent ainsi l'opportunité d'observer des phénomènes d'intensité de plus en plus faible, de l'ordre de 10^{-5} de la voie de réaction. Nous avons utilisé ce système de détection pour deux types de réactions.

En premier lieu, nous avons étudié les isotopes de cadmium $^{113-116}\text{Cd}$. Alors que ces noyaux, peuplés par radioactivité, étaient considérés comme l'exemple type de noyaux sphériques, sièges de vibrations quadrupolaires, leur comportement à haut spin devait être étudié. Ces isotopes riches en neutrons de la vallée de stabilité ne sont accessibles à haut spin que par des réactions de fission induite par ions lourds. Tirant partie de la complémentarité des fragments de fission, l'identification des noyaux s'est effectuée en détectant — grâce au multidétecteur EUROGAM II — les transitions γ de désexcitation des deux fragments en coïncidence. Nous avons notamment pu observer pour la première fois à haut spin les noyaux impairs ^{113}Cd et ^{115}Cd . Les nouvelles bandes que nous avons identifiées sont des bandes découplées, signant ainsi l'apparition d'une déformation pour les noyaux de cadmium à haut spin. Notre interprétation s'est basée sur des calculs microscopiques de champ moyen, utilisant la force effective SLy4. Ces calculs HF+BCS ont été réalisés pour la série isotopique $^{110-120}\text{Cd}$. La déformation que nous avons déterminée est

de l'ordre de $\beta \sim 0.14$. Les surfaces d'énergies potentielles, tracées en fonction du degré de triaxialité γ , ont montré que ces noyaux sont très mous. Nous avons également obtenu la configuration individuelle neutron, les orbitales impliquées sont issues de l'orbitale intruse $h_{11/2}$. Les calculs statiques que nous avons réalisés pour les isotopes de cadmium, prédisant une diminution de la déformation avec la masse, sont en contradiction avec les constatations expérimentales (diminution des énergies des états 2^+). Ainsi, pour déterminer la déformation, qui semble être d'origine dynamique, il serait nécessaire de traiter l'ensemble des nucléons dans une approche allant au-delà du champ moyen.

Le second type de réaction que nous avons réalisée visait à peupler les isotopes SD de plomb. Le noyau ^{197}Pb a été atteint par réaction de fusion-évaporation. Grâce à la toute dernière génération de multidétecteur γ , EUROBALL IV, nous avons identifié les transitions inter-bandes reliant les deux bandes superdéformées de ce noyau. Malgré l'intensité très faible de ces transitions M1, la mesure expérimentale du rapport d'embranchement $B(M1)/B(E2)$ a été réalisable. En comparant nos résultats avec ceux obtenus théoriquement dans une approche "Cranking" d'Inglis appliqué au formalisme HF+BCS, nous avons pu déterminer l'orbitale sur laquelle se trouve le nucléon célibataire, soit l'orbitale intruse $\nu[752]5/2$, issue de la couche $j_{15/2}$. La valeur expérimentale du facteur gyromagnétique g_K associé à l'orbitale du neutron célibataire a ainsi été extraite. Nous n'observons pas de réduction sur le moment gyromagnétique de spin g_s^{eff} . Notre mesure confirme les deux autres résultats obtenus dans la région de masse $A \sim 190$ pour les neutrons, contrairement à ce qui a été établi pour les protons de la matière SD. Nous avons montré cette absence de "quenching" pour la première fois sur une orbitale intruse de neutron.

Les noyaux impairs, $^{113,115}\text{Cd}$ et ^{197}Pb , ont été étudiés à haut spin. La région superdéformée $A \sim 190$ est la seule à faire apparaître le puits SD à des spins peu élevés. Les conditions de rotation appliquées aux deux régions de masse ont ainsi été du même ordre de grandeur. Nous avons pu observer de manière expérimentale les effets de la force de Coriolis à l'échelle microscopique. Le rôle de la déformation des noyaux présenté au chapitre I a été mis en évidence. Sur les isotopes de cadmium étudiés, les effets de la force de Coriolis sont très importants, elle découple le neutron célibataire, le maintenant sur l'axe de rotation du noyau. Ainsi, il ne participe pas au mouvement et le comportement de l'isotope impair est identique à celui du cœur pair-pair. L'orbitale sur laquelle se trouve le nucléon célibataire joue également un rôle primordial. C'est ce que nous avons remarqué dans les isotopes de cadmium, où l'orbitale de grand j et de faible projection Ω ($h_{11/2}$, $\Omega = 1/2$) confère au noyau le cas idéal de découplage. Dans les noyaux superdéformés de plomb, on s'attend à une force de Coriolis quasiment inexistante. Au cours de notre étude sur le noyau ^{197}Pb , le "blocking" du nucléon célibataire sur l'orbitale $j_{15/2}$, $\Omega = 5/2$ a été déduit du comportement plat du moment d'inertie dynamique en fonction de la fréquence

de rotation. La force de Coriolis n'aligne pas le neutron sur l'axe de rotation. Nous avons néanmoins observé une levée de dégénérescence entre les bandes partenaires de signature – en traçant les routhians – indiquant tout de même une action de Coriolis croissante avec la fréquence de rotation. Ceci s'explique par la projection du spin, relativement faible, qui ne confère pas au nucléon un couplage total à la déformation, comme c'est par exemple le cas pour une orbitale $[624]9/2$. Enfin, la force de Coriolis est inversement proportionnelle au moment d'inertie du noyau. Celui-ci contient les informations à la fois de déformation et l'intensité des corrélations d'appariement. C'est donc la quantité pertinente à étudier afin de comprendre les effets de Coriolis au niveau microscopique.

Si on revient aux valeurs indicatives données au chapitre I sur le terme de Coriolis $\frac{\vec{I} \cdot \vec{j}}{\mathfrak{S}}$, et qu'on recalcule ce terme avec un spin non plus égal à $13/2$ mais de l'ordre de $33/2$, on obtient les valeurs suivantes, présentées dans le Tableau ci-dessous. Le terme de Coriolis pour l'orbitale de $j = 15/2$ du noyau SD prend une valeur comparable (soit la valeur 1.24) à celle des isotopes de cadmium (à plus bas spin). Ce terme a bel et bien une action non négligeable sur les noyaux SD. Il semble que le terme de Coriolis influence le comportement du noyau lorsque les trois termes, respectivement la déformation du noyau $\mathfrak{S}^{(2)}$, son spin total I et le spin du nucléon célibataire j , satisfont la relation $\frac{\vec{I} \cdot \vec{j}}{\mathfrak{S}^{(2)}} \geq 1$.

Noyau	$\mathfrak{S}^{(2)}$ ($\hbar^2 \text{MeV}^{-1}$)	\vec{j}	$\frac{\vec{I} \cdot \vec{j}}{\mathfrak{S}^{(2)}}$ I=13/2	$\frac{\vec{I} \cdot \vec{j}}{\mathfrak{S}^{(2)}}$ I=33/2
^{113}Cd	14	11/2	2.55	6.48
^{197}Pb	100	15/2	0.48	1.24
^{197}Pb	100	9/2	0.29	0.74

Ce tableau récapitulatif indique les valeurs numériques concernant le terme de Coriolis pour les noyaux étudiés lors de ce travail. Ici est résumée l'importance de cette interaction en fonction de la déformation ($\mathfrak{S}^{(2)}$) des noyaux (comparaison cadmium-plomb), du spin (\vec{j}) du nucléon célibataire (comparaison dans le noyau ^{197}Pb entre $j=15/2$ et $j=9/2$) et du spin total (I) du noyau (quatrième et cinquième colonne).

Alors que les résultats significatifs que nous avons obtenus apportent des éléments de réponse pour l'avancée de la structure nucléaire, il n'en reste pas moins de nombreuses questions ouvertes.

Concernant les isotopes de cadmium, une expérience complémentaire offrant plus de statistique devra être réalisée pour assigner avec certitude les spins des nouveaux états. La déformation extraite pour les noyaux impairs demande à être déterminée de manière exacte, en réalisant des calculs Hartree-Fock-Bogoliubov bloqués. De plus, comme la déformation semble être d'origine dynamique, il faudrait traiter les noyaux dans une approche

allant au-delà du champ moyen.

L'arrivée des faisceaux radioactifs permettra bientôt d'atteindre des noyaux encore plus riches en neutrons. L'étude simultanée des noyaux dans des conditions extrêmes de spin et d'isospin nous apportera sans doute de précieuses informations concernant les propriétés des noyaux riches en neutrons.

Les résultats obtenus dans le noyau ^{197}Pb quant à l'absence d'un facteur de réduction pour le moment gyromagnétique de spin neutron confirment ceux obtenus sur les noyaux plus légers. Pour confirmer et expliquer ce résultat, il faudra réaliser de futures expériences pour sonder les propriétés magnétiques de la matière SD dans d'autres noyaux plus lourds de la même région, tels que les isotopes ^{199}Pb , ^{201}Pb , et dans d'autres régions. Ainsi, l'origine de la différence entre les protons — qui présentent un facteur de réduction égal à 0.6 — et les neutrons, pourra être comprise. Ceci passera inévitablement par des moyens de détection γ plus puissants, capables de détecter des phénomènes d'intensité très faible, gagnant un facteur 100 voire 1000 sur le pouvoir de résolution. Les projets américain "GRETA", italien "MARS" et en particulier européen, "Tracking γ " dans lequel nous sommes impliqués, offriront très prochainement cette opportunité.

Annexe A

Paramétrisation de formes

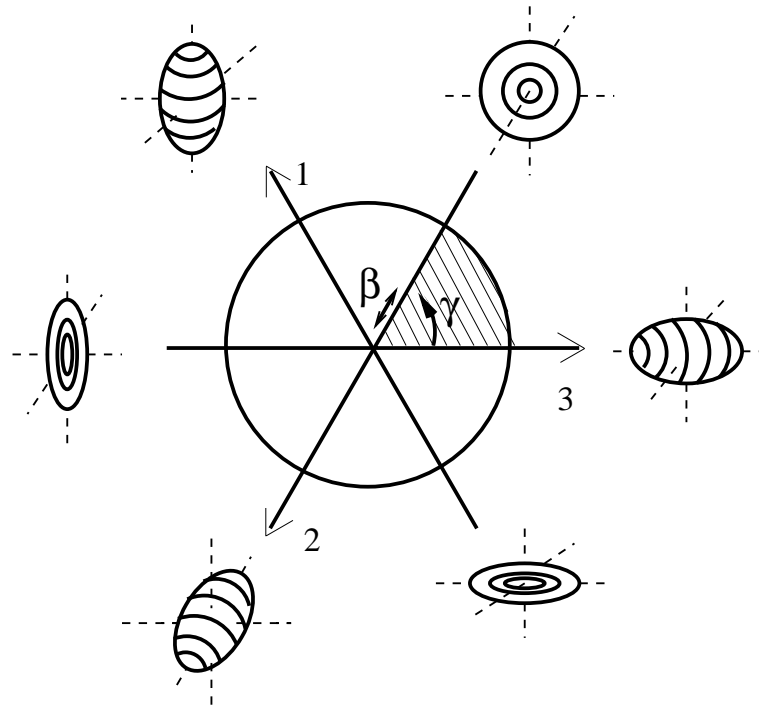


FIG. A.1: *Symétries et formes nucléaires dans le repère β, γ .*

La forme d'un noyau peut être paramétrisée par son rayon, donné par l'expression suivante dans le référentiel du laboratoire :

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right) \quad (\text{A.1})$$

avec R_0 le rayon d'une sphère de même volume et $Y_{\lambda\mu}$ des harmoniques sphériques.

Le mode de déformation quadrupolaire que nous étudierons par la suite est décrit par

$\lambda=2$, alors que $\lambda=0$ correspond à une variation de volume, $\lambda=1$ à une translation du noyau, $\lambda=3$ à une déformation octupolaire et $\lambda=4$ à une déformation hétéradécapolaire. On se place dans le référentiel lié au noyau, décrit par les angles d'Euler, le changement de référentiel s'effectue de la manière suivante :

$$a_\nu = \sum_{\mu=-2}^2 \alpha_\mu \mathcal{D}_{\mu\nu}^2 \quad (\text{A.2})$$

Si le référentiel du noyau est celui des axes principaux d'inertie, pour des raisons de symétrie, les coefficients a_{21} et a_{2-1} sont nuls et on a $a_{2-2}=a_{22}$, il reste ainsi les deux variables intrinsèques de déformation a_{20} et a_{22} . Ces coefficients s'expriment en fonction de deux paramètres β , la déformation et γ le paramètre d'asymétrie, selon la convention de Hill et Wheeler [144] :

$$\begin{aligned} a_{20} &= \beta \cos \gamma \\ a_{22} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Dans la limite des faibles oscillations d'une sphéroïde, le rayon est donc égal à :

$$R = R_0 \left(1 + \beta \sqrt{\frac{5}{16\pi}} [\cos \gamma (3 \cos^2 \theta - 1) + \sqrt{3} \sin \gamma \sin^2 \theta \cos(2\phi)] \right) \quad (\text{A.4})$$

Toutes les formes d'un noyau peuvent être caractérisées par une variation selon les 3 axes principaux 1, 2 et 3 définis sur la Figure A.1 :

$$\delta R_\kappa = R(\theta, \phi) - R_0 = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta R_0 \cos\left(\gamma - \kappa \frac{2\pi}{3}\right) \quad \kappa = 1, 2, 3$$

- Si γ n'est pas un multiple de 60° , le noyau a une forme triaxiale.
- Si $\gamma = 0^\circ, 120^\circ, 240^\circ$, le noyau est une sphéroïde allongée, ou "prolate".
- Si $\gamma = 60^\circ, 180^\circ, 300^\circ$, le noyau est une sphéroïde aplatie, ou "oblate".

Si on considère le noyau de manière statique, toutes les formes quadrupolaires peuvent être décrites dans un seul sextant. Le sextant hachuré Figure A.1 représente l'espace dans lequel nous avons travaillé.

Annexe B

Configurations des bandes partenaires de signature en situation de couplage fort

Dans le cadre du modèle Rotor-Plus-Particule présenté lors du chapitre I, rappelons qu'un noyau impair est considéré comme un cœur pair-pair en rotation plus une particule célibataire. Pour un noyau à symétrie axiale, le spin total \vec{I} est ainsi la somme des deux contributions, celle du cœur \vec{R} et du nucléon célibataire \vec{j} . L'Hamiltonien de rotation s'écrit :

$$H_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}}(\vec{I}^2 + \vec{j}^2 - 2\vec{I} \cdot \vec{j}) \quad (\text{B.1})$$

Les bandes partenaires de signature sont observées dans les noyaux superdéformés. Les énergies des états E_{IK} de spin I bâtis sur une bande K s'expriment selon l'expression suivante, en fonction de l'énergie de rotation et des énergies individuelles e_K :

$$E_{IK} = e_K + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}}[I(I+1) - K^2 + \delta_{K, \frac{1}{2}} a (-1)^{I+\frac{1}{2}} (I + \frac{1}{2})] \quad (\text{B.2})$$

Pour une bande dont le K est différent de $1/2$, le paramètre de découplage a est nul, c'est le cas que nous allons traiter en détail maintenant. Les deux bandes partenaires en signature sont en situation de couplage fort pur. Pour un cœur pair-pair, la différence d'énergie entre deux états de spins $I+2$ et I est égale à :

$$\Delta E_{I+2 \rightarrow I} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}}(4I+6) \quad (\text{B.3})$$

On obtient le noyau impair en ajoutant ou retranchant un nucléon à ce cœur. On suppose que le spin du noyau impair se décompose en $I = I_c + \frac{\varepsilon}{2}$ où I_c est le spin du cœur et ε un paramètre pouvant prendre les valeurs ± 1 pour paramétriser les spins des états des deux bandes d'un noyau impair. Ces deux bandes sont partenaires en signature. Notons qu'un noyau impair-impair présente deux paires de bandes partenaires de signature.

L'équation (B.3) devient alors, en unités $\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}}$

$$\Delta E_{I+2 \rightarrow I} = 4I_c + 6 + 2\varepsilon \quad (\text{B.4})$$

× La bande du cœur, de spins $I = 0, 2, 4, 6, \dots$ est constituée de transitions γ d'énergies 6, 14, 22, ... selon l'équation (B.3).

L'expression (B.4) nous indique quant à elle les énergies des deux bandes excitées dans l'impair (pair + 1 particule) correspondant à $\varepsilon = +1$ et $\varepsilon = -1$. Ces deux bandes ne sont pas dégénérées.

× La bande ($\varepsilon = +1$) est basée sur un état de spin 1/2. Les énergies des transitions se calculent selon l'équation (B.4) par rapport à la bande de référence qu'est celle du cœur pair-pair. Elles valent donc 8 entre les états de spins 5/2 et 1/2, puis 16, 24 etc...

× Pour la bande ($\varepsilon = -1$), bâtie sur un état de spin 3/2, les énergies sont égales, toujours selon l'équation (B.4), 12, 20, etc...

Les énergies que nous venons de donner ne sont pas les énergies "vraies" des transitions γ . Ce sont des valeurs arbitraires relatives qui ont seulement pour but de comparer les différentes bandes.

La situation est résumée sur la Figure B.1. On constate que les énergies des transitions des deux bandes partenaires de signature (représentées par les symboles (●) et (○)) sont situées respectivement à 1/4 et 3/4 des énergies de transition de bande de référence. De plus, on constate que ces transitions sont situées à des énergies "point-milieu" (plus couramment nommées "mid-point") l'une par rapport à l'autre. Ceci est caractéristique des bandes en situation de couplage fort "parfait", tant que la dégénérescence entre les deux signatures n'est pas levée par la rotation.

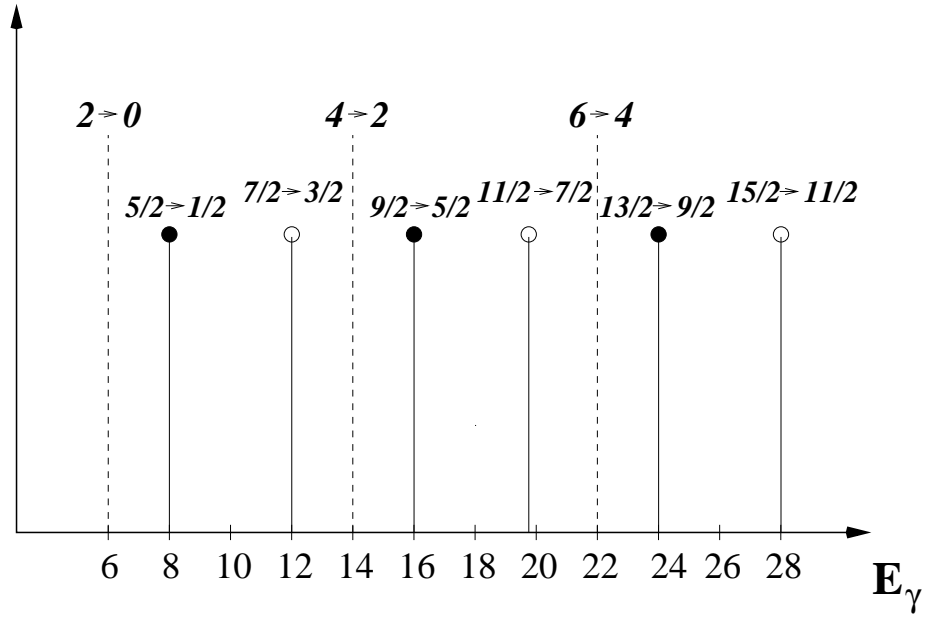


FIG. B.1: Représentation schématique des énergies des différentes transitions. Les transitions indiquées par des pointillés sont celles de la bande de référence, en l'occurrence ici de la bande d'un isotope pair-pair, de spins 2, 4, 6, etc.... Sur la même figure sont représentées les énergies des transitions des bandes partenaires de signature d'un isotope impair dans le modèle Rotor-Plus-Particule, soit une excitation de particule par rapport au cœur. Les symboles (●) concernent la bande bâtie sur un état de spin $1/2$, les symboles (○) la bande bâtie sur un état de spin $3/2$. Les énergies deux bandes se situent respectivement à $1/4$ et $3/4$ de la bande de référence et sont "mid-point" l'une de l'autre.

Bibliographie

- [1] P.J. Twin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **57** (1986), 811.
- [2] F. Chamaraux et M. Clusel, Projet bibliographique (2000), Magistère des Sciences de la Matière, ENS Lyon.
- [3] A. Johnson, H. Ryde et S. A. Hjorth, Nucl. Phys. A **179** (1972), 753.
- [4] R. M. Lieder et H. Ryde, Adv. Nucl. Phys. **10** (1978), 1.
- [5] F. S. Stephens, R. M. Diamond, et S. G. Nilsson, Phys. Lett. B **44** (1973), 429.
- [6] S. G. Nilsson et I. Ragnarsson, "*Shapes and shells in Nuclear Structure*", Cambridge.
- [7] A. Bohr et B.R. Mottelson, "*Nuclear Structure vol2 : Nuclear deformation*" (1998), World Scientific, Singapore.
- [8] F. S. Stephens et R. S. Simon, Nucl. Phys. A **183** (1972), 257.
- [9] D. W. L. Sprung, S. G. Lie, M. Vallière et P. Quentin, Nucl. Phys. A **236** (1979), 37.
- [10] S. Perriès *et al.*, Phys. Rev. C **55** (1997), 1797.
- [11] D. R. Inglis, Phys. Rev. **96** (1954), 1059.
- [12] S. T. Belyaev, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **31** (1959).
- [13] S. T. Belyaev, Nucl. Phys. **24** (1961), 322.
- [14] H. Morinaga et P. C. Gugelot, Nucl. Phys. **46** (1963), 210.
- [15] D. Curien, Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg (1988).
- [16] J. F. Sharpey-Schafer et J. Simpson, Rep. Prog. Part. Nucl. Sci. **21** (1988), 293.
- [17] F. A. Beck, Prog. Part. Nucl. Phys. **28** (1992), 443.
- [18] I. Y. Lee *et al.*, Nucl. Phys. A **520** (1990), 641c.
- [19] G. F. Knoll, "*Radiation detection and measurement (2nd edition)*" (1989).
- [20] B. Haas, Cours de l'Ecole Joliot-Curie (1991).
- [21] F. A. Beck *et al.*, Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure at High Angular Momentum, Ottawa (1992).

- [22] J. Simpson, Nucl. Phys. A **654** (1999), 178c.
- [23] O. Skeppstedt *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **421** (1999), 531.
- [24] K.M. Spohr *et al.*, Acta Physica Polonica B **26** (1995), 297.
- [25] W. Meczynski *et al.*, Eur. Phys. Journal A **3** (1988), 311.
- [26] W. Meczynski *et al.*, Rapport d'Activité, IReS Strasbourg (1997-1998).
- [27] M. Houry *et al.*, Proceedings of the 2nd International Workshop on Nuclear Fission and Fission Product Spectroscopy (1998), 220.
- [28] J. N. Scheurer *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **385** (1997), 501.
- [29] C. Y. Wu *et al.*, Phys. Rev. C **51** (1995), 1025.
- [30] I. Y. Lee *et al.*, *"Greta progress report"* Nuclear Science Division, Annual Report, Lawrence Berkeley Laboratory Report No LBL-39764 (1997).
- [31] Documentation EUROBALL, <http://nnsa.dl.ac.uk/documents/edoc000/index.html/EUROBALL>.
- [32] L. Wei, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg (1995).
- [33] S. Perriès, Thèse de doctorat, Université Claude Bernard, Lyon (1999).
- [34] D. Radford, Nucl. Instr. and Meth. A **361** (1995), 297.
- [35] I. Deloncle, M.G. Porquet et M. Dziri-Marce, Nucl. Inst. and Meth. A **357** (1995), 150–156.
- [36] B. Crowell *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A **355** (1995), 575.
- [37] C. Theisen, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg (1995).
- [38] L. Ducroux, Thèse de doctorat, Université Claude Bernard, Lyon (1997).
- [39] H. Morinaga et T. Yamasaki, *"In-Beam gamma-ray spectroscopy"*, North Holland (1976).
- [40] K.S. Krane, Nucl. Data Tables **11** (1973), 407.
- [41] P. J. Twin, *"The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy"*, North Holland (1975).
- [42] S. Perriès *et al.*, Phys. Rev. C **60** (1999), 064313.
- [43] M.A. Jones *et al.*, Nucl. Phys. A **605** (1996), 133–159.
- [44] W. Urban *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A **365** (1995), 596–599.
- [45] A. G. Smith *et al.*, Phys. Rev. C **60** (1999), 64611.
- [46] W. Urban *et al.*, Z. Phys. A **358** (1997), 145.
- [47] O. Hahn et H. Strassmann, *"Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans mittels Neutronen entstehenden Erdalkalimetalle"*. Natuwissenschaften **27** (1939), 11.

-
- [48] J.L. Durell, Proceedings of the International Conference on Spectroscopy of Heavy Nuclei, Aghia Pelagia, **Crete Greece** (1989), ed. by J.F. Sharpey-Schafer and L.D. Skouras, IOP Conference Series Number 105, Bristol.
- [49] J. Wing et P. Fong, Phys. Rev. **157** (1967), 1038.
- [50] B. D. Wilkins *et al.*, Phys. Rev. C **14** (1976), 1832.
- [51] D. J. Hinde *et al.*, Nucl. Phys. A **452** (1986), 550.
- [52] J. L. Durell, Acta Phys. Pol. B **24** (1993), 105.
- [53] M.G. Porquet *et al.*, Acta Phys. Pol. B **27** (1996), 179.
- [54] J. O. Rasmussen *et al.*, Nucl. Phys. A **136** (1969), 465.
- [55] H. Rossner *et al.*, Phys. Rev. C **33** (1986), 560.
- [56] I. Ahmad et W. R. Phillips, Rep. Prog. Phys. **58** (1995), 1415–1463.
- [57] I. N. Mikhailov et P. Quentin, Phys. Lett. B **462** (1999), 7.
- [58] Y. Abdelrahman *et al.*, Phys. Lett. B **199** (1987), 504.
- [59] Y. Eisen *et al.*, Phys. Rev. A **291** (1971), 459.
- [60] A. Gavron *et al.*, Phys. Rev. C **21** (1980), 230.
- [61] M.G. Porquet *et al.*, Proceedings of the 2nd International Workshop on Nuclear Fission and Fission Product Spectroscopy, Seyssins, France (1998), 212.
- [62] T. Kutsarova *et al.*, Phys. Rev. C **58** (1998), 1966.
- [63] P. Möller *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables **59** (1995), 185.
- [64] M. Houry *et al.*, Eur. Phys. Journal A **6** (1999), 43.
- [65] Ts. Venkova *et al.*, Eur. Phys. Journal A **6** (1999), 405.
- [66] I. Deloncle *et al.*, Eur. Phys. Journal A **8** (2000), 177.
- [67] M.A.C. Hotchkis *et al.*, Nucl. Phys. A **530** (1991), 111.
- [68] M. Meyer *et al.*, Phys. Rev. C **12** (1975), 1858.
- [69] D.C. Stromswold *et al.*, Phys. Rev. C **17** (1978), 143.
- [70] D. Jerrestam *et al.*, Nucl. Phys. A **545** (1992), 835.
- [71] M. Meyer *et al.*, Phys. Rev. C **22** (1980), 589.
- [72] S. Juutinen *et al.*, Phys. Lett. B **386** (1996), 80–84.
- [73] P.H. Regan *et al.*, Phys. Rev. C **49** (1994), 1885.
- [74] S. Juutinen *et al.*, Nucl. Phys. A **573** (1994), 306–322.
- [75] M. Déléze *et al.*, Nucl. Phys. A **554** (1993), 1–44.

- [76] B. Rosner, Phys. Rev. **136 n3B** (1964), 664.
- [77] N. Warr *et al.*, Nucl. Phys. A **620** (1997), 127–150.
- [78] R.B. Firestone, *Table of Isotopes*, (1996), eight edition, ed. V.S. Shirley.
- [79] L.K. Kostov *et al.*, Eur. Phys. Journal A **2** (1998), 269–273.
- [80] W. Andrejtscheff *et al.*, Nucl. Phys. A **437** (1985), 167.
- [81] S.M. Harris, Phys. Rev. **138 n3B** (1965), 509.
- [82] N. Redon *et al.*, Phys. Rev. C **38** (1988), 550.
- [83] E. Chabanat *et al.*, Nucl. Phys. A **627** (1997), 710.
- [84] T. H. R. Skyrme, Nucl. Phys. **9** (1959), 615.
- [85] J. Dechargé et D. Gogny, Phys. Rev. C **21** (1969), 1568.
- [86] M. Beiner *et al.*, Nucl. Phys. A **238** (1975), 29–69.
- [87] H. Krivine *et al.*, Nucl. Phys. A **366** (1980), 155.
- [88] J. Bartel *et al.*, Nucl. Phys. A **386** (1982), 79.
- [89] R. Wiringa, Phys. Rev. C **38** (1988), 1010.
- [90] J. F. Berger, Cours de l'Ecole Joliot-Curie (1991).
- [91] J. Bardeen, L. N. Cooper et J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108** (1957), 1175.
- [92] J. Terasaki, P.H. Heenen, P. Bonche, J. Dobaczewski et H. Flocard, Nucl. Phys. A **593** (1995), 1.
- [93] H. J. Lipkin, Ann. Phys. **9** (1960), 272.
- [94] Y. Nogami, Phys. Rev. **134** (1964), B313.
- [95] J. F. Goodfellow et Y. Nogami, Canadian Journal of Physics **44** (1966), 1321.
- [96] H. C. Pradhan, Y. Nogami et J. Law, Nucl. Phys. A **201** (1973), 357.
- [97] A. Kamlah, Z. Phys. **216** (1968), 52.
- [98] P. Quentin, N. Redon, J. Meyer et M. Meyer, Phys. Rev. C **41** (1990), 341.
- [99] V. N. Fomenko, J. Phys. A **3** (1970), 8.
- [100] P. H. Heenen, Cours de l'Ecole Joliot-Curie (1991).
- [101] A. Hayashi, K. Hara et P. Ring, Phys. Rev. Lett. **53** (1984), 337.
- [102] S. Pilat et K. Pomorski, Nucl. Phys. A **554** (1993), 413.
- [103] P. Bonche *et al.*, Nucl. Phys. A **443** (1985), 39–63.
- [104] N. Buorn *et al.*, Eur. Phys. Journal A **7** (2000), 347–353.
- [105] G. Audi *et al.*, Nucl. Phys. A **624** (1997), 1.

- [106] G. D. Sprouse *et al.*, Hyperfine Interactions **4** (1978), 229.
- [107] P. Raghavan, At. Data Nucl. Data Tables **42** (1989), 189.
- [108] S. M. Polinakov *et al.*, Soc. Phys. JETP **15** (1962), 1016.
- [109] D. Bazzacco *et al.*, Phys. Lett. B **309** (1993), 235.
- [110] D. Bazzacco *et al.*, Phys. Rev. C **45** (1994), 2281.
- [111] C. M. Petrache *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77** (1996), 239.
- [112] C. M. Petrache *et al.*, Phys. Lett. B **415** (1997), 223.
- [113] M. A. Deleplanque *et al.*, Phys. Rev. C **52** (1995), 2302.
- [114] S. Lunardi *et al.*, Phys. Rev. C **52** (1995), 6.
- [115] T. L. Khoo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76** (1996), 1583.
- [116] D. P. Mc Nabb *et al.*, Phys. Rev. C **56** (1997), 2474.
- [117] S. Perriès *et al.*, Z. Phys. **356** (1996), 1.
- [118] A. Lopez-Martens *et al.*, Phys. Lett. B **380** (1996), 18.
- [119] C. E. Svensson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997), 1233.
- [120] M. Girod *et al.*, Phys. Rev. C **38** (1988), 1519.
- [121] R.R. Chasman, Phys. Lett. B **219** (1989), 227.
- [122] P. Bonche *et al.*, Nucl. Phys. A **500** (1989), 308.
- [123] W. Satula *et al.*, Nucl. Phys. A **529** (1991), 289.
- [124] S.J. Krieger *et al.*, Nucl. Phys. A **542** (1992), 43.
- [125] X-L. Han et C-L. Wu, At. Data Nucl. Data Tables **73** (1999), 43.
- [126] M. Joyce *et al.*, Phys. Rev. Lett. B **71** (1993), 2176.
- [127] W. Reviol *et al.*, Nucl. Phys. A **630** (1998), 434c.
- [128] S. Bouneau *et al.*, Phys. Rev. C **53** (1996), R9.
- [129] J. Duprat *et al.*, Phys. Lett. B **341** (1994), 6.
- [130] L. Ducroux *et al.*, Phys. Rev. C **53** (1996), 2701.
- [131] D. Rossbach *et al.*, Nucl. Phys. A **660** (1999), 393.
- [132] I. M. Hibbert *et al.*, Phys. Rev. C **54** (1996), 2253.
- [133] T. K. Alexander et J. S. Forster, Adv. Nucl. Phys. **10** (1978), chap3.
- [134] N. Buorn *et al.*, Eur. Phys. Journal A **9** (2000), 29–34.
- [135] G. Baldsiefen *et al.*, Nucl. Phys. A **587** (1995), 562.
- [136] C.S. Wu *et al.*, Phys. Rev. C **45** (1992), 2507.

- [137] L.P. Farris *et al.*, Phys. Rev. C **51** (1995), R2288.
- [138] B. Gall, Thèse de doctorat, Université Paris XI, Orsay (1994).
- [139] Y. Liang *et al.*, Phys. Rev. C **46** (1992), R2136.
- [140] B. Gall *et al.*, Z. Phys. A **348** (1994), 183.
- [141] M. Meyer *et al.*, Phys. Rev. C **45** (1992), 233.
- [142] R. H. Mayer *et al.*, Phys. Rev. C **58** (1998), 2640.
- [143] U. J. van Severen *et al.*, Phys. Lett. B **434** (1998), 14.
- [144] D. L. Hill et J. A. Wheeler, Phys. Rev. **89** (1953), 1102.